

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MOULOU D MAMMERI DE TIZI-OUZOU



FACULTE DU GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

## MEMOIRE DE MAGISTER

Spécialité : Electronique

Option : Micro-électronique

Présenté par :

**BOUMEDINE Fazia**

Thème :

*Modélisation des caractéristiques statiques  
courant-tension des structures  
métal-oxyde-semiconducteur (MOS)*

Devant le jury composé de :

AMEUR Soltane

BELKAID Mohammed Said

OUSSALAH Slimane

SOUKANE Sofiane

ZIANI Rezki

Professeur à l'UMMTO

Professeur à l'UMMTO

Maître de recherche au CDTA

Maître de recherche au CDTA

Maître de conférences à l'UMMTO

président

rapporteur

Co-rapporteur

examineur

examineur

Promotion : 2008/2009

# Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au sein du Laboratoire des Technologies Avancées du Génie Electrique (LATAGE) de l'Université Mouloud MAMMARI de Tizi-Ouzou (UMMTO). La partie pratique a été réalisée au niveau du Centre de Développement des Technologies Avancées (CDTA) et plus précisément au sein de la Division Microélectronique et Nanotechnologie (DMN).

Je tiens à remercier Mr. Slimane OUSSALAH, directeur de la division, de m'avoir accueillie pour accomplir ce travail, proposé le sujet de Magister, encadrée, aidée et orientée. Ses remarques et ses conseils m'ont été d'une grande utilité pour mener à terme ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à Mr. Mohammed Said BELKAID, Professeur à l'UMMTO, d'avoir accepté de me diriger dans ce travail. Je lui exprime ma profonde reconnaissance pour la confiance qu'il m'a témoignée durant l'accomplissement de ce mémoire.

Mes remerciements vont également à :

Mr. Soltane AMEUR, Professeur à l'UMMTO, d'avoir accepté de présider le jury.

Mr. Sofiane SOUKANE, maître de recherche au CDTA, et Mr. Rezki ZIANI, maître de conférence à l'UMMTO, d'avoir accepté d'évaluer et de juger ce travail.

Je remercie vivement toutes les personnes qui ont contribué de prêt ou de loin dans la réalisation de ce projet, en particulier Mr. H. LEKHLEF et Mr R. DICHE, enseignants à l'UMMTO ainsi que Mr. H. TAHI du CDTA pour leur disponibilité et aide précieuse.

Je suis très reconnaissante envers ma famille qui m'a été d'un grand soutien, particulièrement mon mari qui a toujours été à mes côtés. Je le remercie pour ses encouragements, sa patience et l'aide précieuse qu'il m'a apportée tout au long de ce travail.

## Sommaire

<b>Introduction</b> .....	1
---------------------------	---

### **Chapitre I. LA STRUCTURE MOS.**

I.1. Introduction.....	3
I.2. Constitution d'une structure MOS.....	3
I.2.1. La grille.....	4
I.2.2. Le substrat.....	4
I.2.3. L'oxyde de silicium.....	5
I.2.3.1. Propriétés physico-chimiques du SiO <sub>2</sub> .....	5
I.2.3.1.a. Obtention du SiO <sub>2</sub> .....	5
I.2.3.1.b. Structure physique du SiO <sub>2</sub> .....	6
I.2.3.2. Propriétés électriques du SiO <sub>2</sub> .....	8
I.2.3.2.a. Diagramme de bandes.....	8
I.2.3.2.b. Caractéristiques électriques du SiO <sub>2</sub> .....	8
I.2.4. L'interface Si/SiO <sub>2</sub> .....	9
I.3. Défauts dans une structure MOS.....	10
I.3.1. Défauts dans l'oxyde.....	10
I.3.1.1. La charge fixe (Q <sub>f</sub> ).....	10
I.3.1.2. La charge piégée (Q <sub>ot</sub> ).....	10
I.3.1.3. La charge mobile ionique (Q <sub>m</sub> ).....	10
I.3.1.4. La charge des états d'interface (Q <sub>it</sub> ).....	11
I.3.2. Défauts de l'interface Si/SiO <sub>2</sub> .....	12
I.3.3. Pièges dans l'oxyde.....	13
I.3.3.1. Notion de piège.....	13
I.3.3.2. Notion de section de capture.....	13
I.3.3.3. Différents types de pièges dans l'oxyde.....	13
I.3.3.3.a. Pièges coulombiens attractifs.....	13
I.3.3.3.b. Pièges neutres.....	13
I.3.3.3.c. Pièges coulombiens répulsifs.....	14
I.4. Structure MOS idéale.....	14
I.4.1. Structure MOS idéale non polarisée.....	15
I.4.2. Structure MOS idéale polarisée.....	15
I.4.2.1. Régime d'accumulation.....	16

## Sommaire

I.4.2.2. Régime de désertion.....	16
I.4.2.3. Régime d'inversion.....	17
I.4.3. Potentiel et champ électrique.....	20
I.4.4. Calcul de la charge $Q_{sc}$ dans le semiconducteur.....	22
I.4.5. Tension de seuil.....	25
I.5. Caractéristique C-V d'une structure MOS.....	26
I.6. Structure MOS réelle.....	28
I.6.1. Influence du travail de sortie du métal.....	28
I.6.2. Influence des charges dans l'isolant.....	29
I.6.3. Influence des états d'interface.....	30
Bibliographie	

## **CHAPITRE II. PHENOMENE DE CONDUCTION DANS LES STRUCTURES MOS.**

II.1. Introduction.....	31
II.2. Dégradation de l'oxyde de silicium.....	32
II.3. Conduction dans l'oxyde de silicium.....	32
II.4. Distribution du champ électrique dans l'oxyde.....	34
II.5. Abaissement de la barrière de potentiel par la force image ou effet Schottky.....	36
II.6. Courant tunnel Fowler-Nordheim.....	40
II.7. Piégeage et génération de pièges.....	42
II.8. Ionisation par impact dans l'oxyde.....	43
II.9. Claquage de l'oxyde.....	45
II.10. Recombinaison electron-trou.....	50
II.11. Courant total dans l'oxyde.....	50
II.12. Variations de la tension de bandes plates.....	51
Bibliographie	

## **CHAPITRE III. RESOLUTION DU SYSTEME D'EQUATIONS.**

III.1. Introduction.....	52
III.2. Présentation du modèle de chen et wu.....	52
III.3. Corrections apportées au modèle.....	55
III.4. Traitement mathématique du système.....	58

## Sommaire

III.5. Traitement numérique du système.....	58
III.5.1. Méthode de Newton-Raphson.....	59
III.5.1.1. Principe de la méthode.....	59
III.5.1.2. Interprétation géométrique de la méthode de Newton-Raphson.....	59
III.5.1.3. Avantage et inconvénient de la méthode de Newton-Raphson.....	60
III.5.2. Méthode d'Euler.....	61
III.5.2.1. Principe de la méthode.....	61
III.5.2.2. Interprétation géométrique de la méthode d'Euler.....	61
III.5.2.3. Avantage et inconvénient de la méthode d'Euler.....	62
III.6. Traitement informatique du système.....	63
III.6.1. Description de Matlab (voir annexe).....	63
III.6.2. Résolution du système d'équations.....	63
III.7. Résultats et interprétations.....	67
III.7.1. Variation du courant dans l'oxyde en fonction de la tension appliquée.....	67
III.7.2. Influence de l'épaisseur de l'oxyde sur la tension de claquage.....	69
III.7.3. Influence de la vitesse de la rampe sur la tension de claquage.....	70
III.7.4. Influence de la résistivité de l'oxyde sur la tension de claquage.....	71

## Bibliographie

## **CHAPITRE IV. CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE STRUCTURES MOS.**

IV.1. Introduction.....	72
IV.2. Description du banc de mesure.....	72
IV.2.1. Testeur sous pointes.....	74
IV.2.1.1. Les pointes.....	74
IV.2.1.2. Le chuck.....	75
IV.2.1.3. Le microscope optique.....	75
IV.2.1.4. La cage de Faraday.....	76
IV.2.2. Analyseur des paramètres semiconducteurs.....	76
IV.2.3. Impédance mètre.....	76
IV.3. Caractérisation de l'échantillon.....	77
IV.3.1. Structure de test.....	77
IV.3.2. Technique C(V).....	78
IV.3.3. Technique I(V).....	79

Sommaire

IV.4. Résultats.....80

Bibliographie

**Conclusion et perspectives.....85**

**Annexe.....87**



## Introduction

Le développement de la technologie CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) doit une grande partie de son succès à l'existence du dioxyde de silicium thermique  $\text{SiO}_2$ . L'excellente propriété d'isolation du  $\text{SiO}_2$  et la qualité de son interface avec le silicium ( $\text{Si}/\text{SiO}_2$ ) jouent un rôle clé dans le succès des composants à large et très large intégration (VLSI et ULSI). Malheureusement, la croissance thermique du  $\text{SiO}_2$  sur le silicium est sensible à des contaminations. Les composants MOS fabriqués actuellement sont de bonne qualité. Ceci se traduit par une faible quantité de défauts dans le volume de l'oxyde et à l'interface oxyde/semiconducteur. Cependant, au cours de leur utilisation dans des conditions plus ou moins sévères, le nombre de ces défauts augmente.

L'objectif de ce travail est d'expliquer les phénomènes physiques qui régissent la conduction électrique dans les structures MOS et de résoudre le système d'équations mathématiques trouvé dans la littérature représentant ces phénomènes, afin de modéliser le courant de fuite traversant l'oxyde.

Le premier chapitre aura pour objectif de présenter la structure MOS qui est la « matrice » de notre sujet. Nous définirons les trois couches qui la constituent, à savoir le métal (ou poly-silicium) qui représente la grille, l'oxyde qui représente le diélectrique d'isolation et le semiconducteur qui représente le substrat. Nous étalerons notre étude sur l'oxyde qui constitue l'élément principal de cette structure. Par la suite, nous présenterons les défauts dans l'oxyde et à l'interface  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  à l'origine de la dégradation du composant. Nous verrons aussi les différents régimes de fonctionnement d'une structure MOS idéale et les paramètres influant dans le cas réel.

Dans le deuxième chapitre, nous expliquerons les phénomènes physiques régissant la conduction dans les structures MOS et nous donnerons l'équation mathématique qui décrit chacun de ces phénomènes en s'appuyant sur le modèle de Chen et Wu.

Le troisième chapitre est consacré à la résolution numérique du système d'équations décrit dans le deuxième chapitre. Nous décrirons la procédure mathématique adoptée pour la résolution du système comportant des équations différentielles non linéaires. Nous présenterons aussi le logiciel sous lequel nous avons implémenté notre programme. Enfin, nous donnerons les résultats de la simulation et leurs interprétations.

Le dernier chapitre portera sur la partie expérimentale de notre travail. Nous décrirons les montages de mesure puis les techniques de caractérisation que nous avons utilisées. Par la

## Introduction

suite, nous donnerons les résultats expérimentaux obtenus et les comparerons avec les résultats simulés.

Enfin, nous terminerons par une conclusion et des perspectives pour donner suite à ce travail.



## I.1. INTRODUCTION

Une structure MOS (métal-oxyde-semiconducteur) est une structure de type MIS (métal-isolant-semiconducteur). En technologie silicium, cet isolant est l'oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) d'où le nom plus communément utilisé de structure MOS. Cette structure, dont les premières réalisations datent des années soixante dix, est devenue le composant fondamental de l'électronique moderne. Nous observons une augmentation du nombre de structures intégrées sur une puce d'un facteur 4 tous les 3 ans.

Ce premier chapitre portera sur les caractéristiques physiques et électriques de la structure MOS, ses différents défauts, les régimes de son fonctionnement dans le cas idéal et les paramètres influant dans le cas réel.

## I.2. CONSTITUTION D'UNE STRUCTURE MOS

La structure MOS est constituée de trois couches de matériaux différents : une couche de silicium (Si) cristallin dopé constituant le substrat, un diélectrique représenté par une couche isolante d'oxyde de silicium (souvent appelée oxyde) et une couche en métal ou en silicium polycristallin fortement dopé dite grille. Un contact ohmique est élaboré sur le semiconducteur permettant de polariser ce dernier par rapport à la grille. Une telle structure est représentée sur la figure I.1.

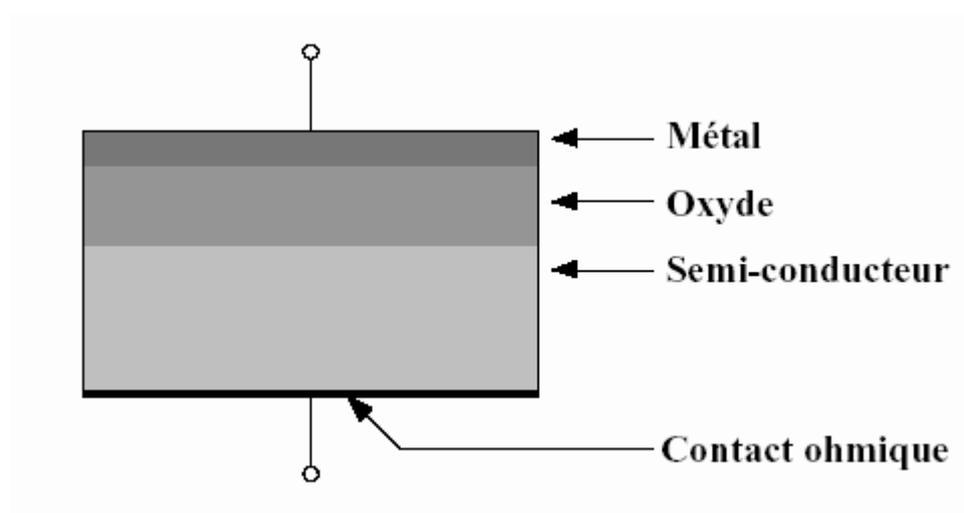


Figure I.1. Schéma en coupe d'une structure MOS.

### **I.2.1. La grille**

La grille des premières structures MOS était métallique mais cela posait des problèmes de diffusion d'impuretés (hydrogène ou ions alcalins) ou des atomes constituant la grille dans l'isolant. C'est pourquoi le métal a progressivement été remplacé par du silicium polycristallin, dit polysilicium, fortement dopé n ou p (silicium dégénéré). La concentration élevée des dopants dans ce silicium écarte le niveau de Fermi en dehors de la bande interdite et confère à la grille les mêmes propriétés qu'un métal.

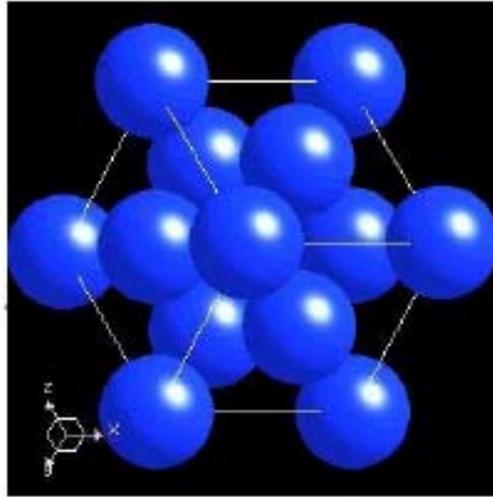
Le dépôt du polysilicium sur l'isolant est obtenu par la technique de déposition chimique en phase vapeur, CVD (*Chemical Vapor Deposition*), à basse température (620 °C). Les cristaux de silicium polycristallin ont un diamètre de 0.03 à 0.30  $\mu\text{m}$  et une hauteur de la taille de la couche déposée.

### **I.2.2. Le substrat**

Le substrat est constitué de silicium cristallin dopé n ou p. Le dopage permet d'accroître un des types de porteurs de charges (électron ou trou) par rapport à l'autre; les structures ainsi obtenues sont dites respectivement pMOS ou nMOS.

Le cristal de silicium présente une structure diamant c'est-à-dire deux réseaux cubiques à faces centrées qui s'interpénètrent et qui sont décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale. Chaque atome de silicium est lié à quatre autres atomes par des liaisons covalentes. La figure I.2 présente la cellule élémentaire du silicium.

Le substrat de silicium utilisé dans la technologie MOS est caractérisé par sa largeur de bande interdite (1,12 eV), son affinité électronique (4,01 eV), son orientation cristalline ([111] ou [100]) ainsi que le type et la concentration des dopants (n ou p). L'orientation cristallographique influence la densité de défauts intrinsèques à l'interface substrat/isolant.



**Figure I.2.** Représentation de la cellule élémentaire du silicium. [1]

### I.2.3. L'oxyde de silicium

#### I.2.3.1. Propriétés physico-chimiques du SiO<sub>2</sub>

##### I.2.3.1.a. Obtention du SiO<sub>2</sub>

La méthode la plus efficace et la plus utilisée pour la formation de la couche isolante est l'oxydation thermique du silicium. Elle est courante depuis les années 50 [2] car elle donne des oxydes de bonne qualité, même si d'autres procédés tels que le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) ou la pulvérisation cathodique permettent, aujourd'hui, d'obtenir des oxydes de qualités équivalentes.

L'oxydation thermique du silicium est effectuée à hautes températures (800 à 1200 °C) [1] à l'intérieur d'un four parcouru par un courant gazeux oxydant (O<sub>2</sub> ou H<sub>2</sub>O). La croissance de l'oxyde se fait en consommant du silicium (environ 1 nm de silicium consommé pour 2 nm d'oxyde formé) [1]. Selon la nature de l'oxydant, nous avons :



L'oxydation sèche est moins rapide que l'oxydation humide. Pour obtenir une épaisseur de 2000 Å à 1000° C, il faut près de 8 heures en oxydation sèche contre moins d'une heure en oxydation humide) [2]. Cependant, elle donne des oxydes de meilleure qualité et d'épaisseur mieux contrôlée. Elle est réservée à l'obtention d'oxydes minces utilisés comme oxydes de

grille, tandis que l'oxydation humide est utilisée pour la formation d'oxydes épais utilisés comme oxyde de protection et d'isolation.

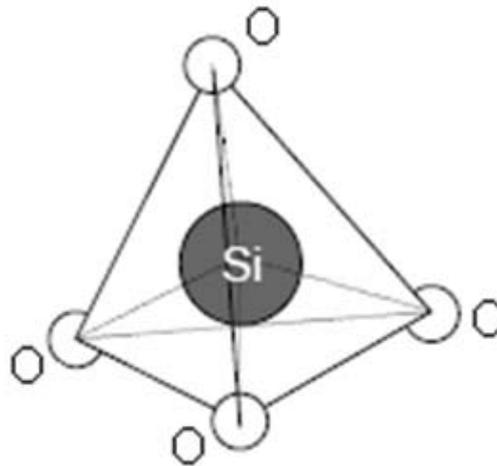
La croissance de l'oxyde et sa qualité dépendent de la qualité du substrat de silicium et en particulier de sa surface à partir de laquelle il doit croître. Une surface rugueuse donnera un oxyde de mauvaise qualité, d'où la nécessité d'un nettoyage de cette surface avant la croissance, afin d'assurer une surface aussi propre que possible.

### *1.2.3.1.b. Structure physique du $\text{SiO}_2$*

La silice peut se trouver sous trois formes allotropiques :

- cristalline (ordre cristallographique à longue distance),
- vitreuse (ordre cristallographique à courte distance),
- amorphe (absence d'ordre cristallographique).

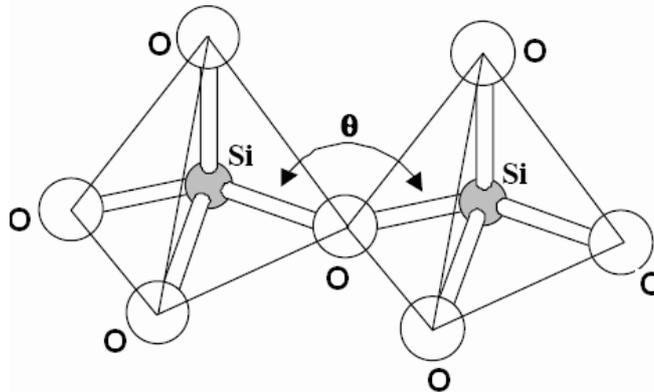
La structure obtenue par oxydation thermique est la silice amorphe. La structure de base de la silice est un tétraèdre  $\text{SiO}_4$  dont le centre est occupé par un atome de silicium et les sommets par des atomes d'oxygène (figure I.3).



**Figure I.3.** *Motif de base de la silice.*

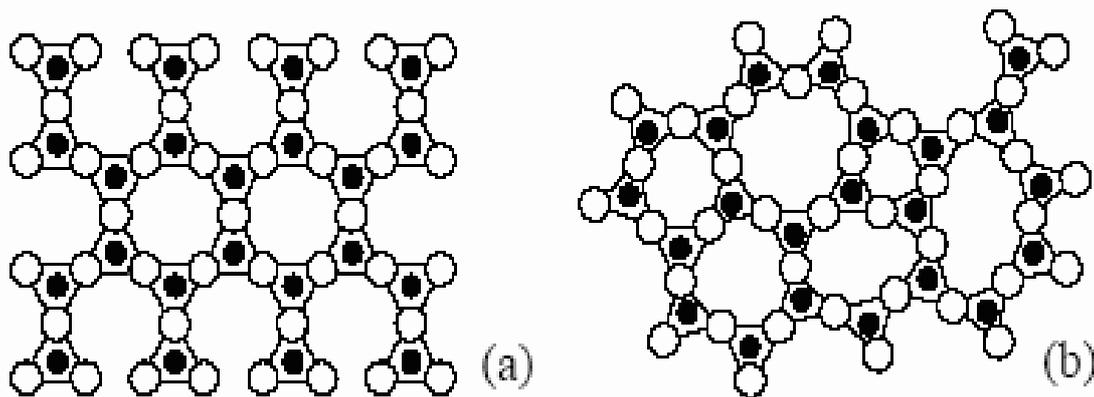
La silice est constituée d'un arrangement de tétraèdres  $\text{SiO}_4$  reliés entre eux par l'intermédiaire des sommets d'oxygènes selon un angle  $\theta$  (figure I.4). Ces tétraèdres sont caractérisés par la distance atomique Si-O (de 1,6 à 1,63 Å) et par la valeur de l'angle entre

les liaisons O-Si-O [2] (de  $110^\circ$  à  $180^\circ$ , avec une valeur moyenne de  $144^\circ$  pour la silice amorphe).



**Figure I.4.** Représentation de deux cellules de  $\text{SiO}_4$  voisines reliées par un atome d'oxygène selon un angle de liaison  $\theta$ .

La silice amorphe est représentée, classiquement, par un réseau aléatoire continu (figure I.5.b). Dans ce modèle, la distance interatomique et les angles O-Si-O sont conservés. La flexibilité du cristal est assurée par l'adaptation de l'angle  $\theta$  entre tétraèdres voisins. Cette configuration atomique n'assure qu'un faible taux de remplissage (43%) [1] ce qui facilite la diffusion d'espèces étrangères comme les ions alcalins.

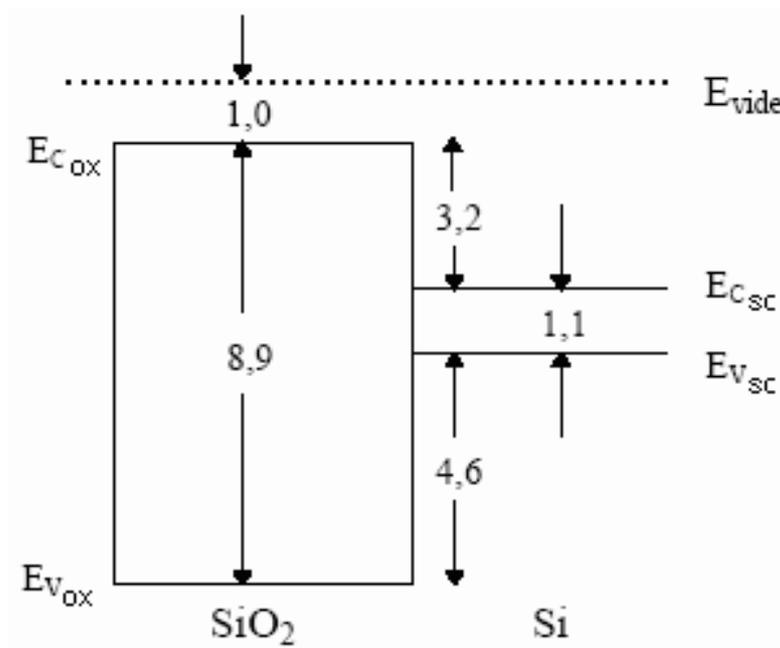


**Figure I.5.** Représentation plane du réseau de la silice :  
(a) cristalline, (b) amorphe.

### I.2.3.2. Propriétés électriques du SiO<sub>2</sub>

#### I.2.3.2.a. Diagramme de bandes

Le diagramme de bandes du système Si/SiO<sub>2</sub> est représenté sur la figure I.6. La largeur de la bande interdite de l'oxyde est importante (environ 9 eV) ce qui lui confère le caractère d'un bon isolant. Les valeurs des hauteurs de barrière vues par les porteurs du silicium sont de l'ordre de 3,2 eV pour les électrons (côté bande de conduction) et 4,6 eV pour les trous (côté bande de valence). L'oxyde est donc assez bien protégé contre l'injection des porteurs, en particulier de celle des trous.



**Figure I.6.** Diagramme de bandes du système Si/ SiO<sub>2</sub>.

$E_{vide}$  : énergie du vide,  $E_{Csc}$  : énergie du bas de la bande de conduction du semiconducteur,  $E_{Vsc}$  : énergie du haut de la bande de valence du semiconducteur,  $E_{Cox}$  : énergie du bas de la bande de conduction de l'oxyde,  $E_{Vox}$  : énergie du haut de la bande de valence de l'oxyde.

#### I.2.3.2.b. Caractéristiques électriques du SiO<sub>2</sub>

Nous donnons ci-dessous quelques caractéristiques de l'oxyde de silicium.

- la résistivité de l'oxyde est élevée, elle est de l'ordre de  $10^{14}$  à  $10^{16}$   $\Omega$ .cm [3], ce qui confirme sa propriété d'isolant électrique.

- à température ambiante, les valeurs de la conductivité et de la diffusivité thermique sont assez faibles. Elles sont, respectivement, de  $0.014 \text{ Wcm}^{-1}\text{°C}$  et  $0.006 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  [2].
- la mobilité des porteurs dans le  $\text{SiO}_2$  thermique et à température ambiante est de  $10$  à  $20 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour les électrons et de l'ordre de  $10^{-5} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour les trous (très inférieures à celles généralement rencontrées dans le silicium cristallin qui sont de  $1400 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour les électrons et  $400 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour les trous) [2].
- l'oxyde présente une constante diélectrique d'environ  $3,9.\epsilon_0$  [3] (où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide).

#### I.2.4. L'interface Si/SiO<sub>2</sub>

Elle constitue une zone de transition entre le silicium et l'oxyde. Deux réseaux atomiques, l'un ordonné et l'autre désordonné, doivent s'adapter l'un à l'autre. Les différences structurales entre le Si cristallin et la silice amorphe ne permettent pas d'obtenir une interface Si/SiO<sub>2</sub> totalement abrupte. Il existe entre ces deux couches une zone de transition d'oxyde de silicium SiO<sub>x</sub> non stoechiométrique, siège de nombreuses liaisons pendantes ou distordues (figure I.7). Cette région a une épaisseur d'environ  $30\text{Å}$  [4].

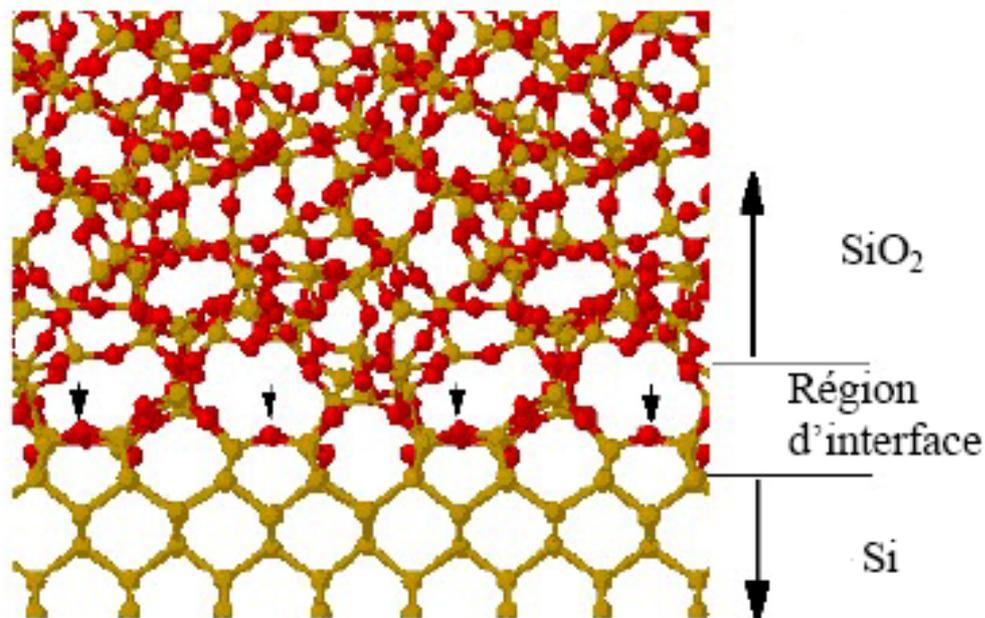


Figure I.7. Vue latérale d'une interface Si(100)/ SiO<sub>2</sub> [4].

## I.3. DEFAUTS DANS UNE STRUCTURE MOS

Bien qu'étant considéré comme le meilleur diélectrique pour les structures MOS, l'oxyde de silicium est loin d'être parfait. Le réseau de la silice contient des impuretés et des imperfections aussi bien dans le volume qu'à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>.

### I.3.1. Défauts dans l'oxyde

Pour répertorier l'ensemble de ces défauts, une nomenclature a été mise en place dès 1979 par B.E. Deal [5] qui distingue quatre types de charges, selon leurs origines physiques et leurs localisations (figure I.8.a): la charge fixe, la charge piégée, la charge mobile ionique et la charge des états d'interface.

#### I.3.1.1. La charge fixe ( $Q_f$ )

C'est une charge positive localisée près de l'interface Si/SiO<sub>2</sub> et qui n'évolue pas. Un des modèles expliquant cette charge fixe l'attribue à un excès de silicium à la fin du processus d'oxydation. Les charges fixes n'ont aucune interaction électrique directe avec les porteurs libres du semiconducteur.

#### I.3.1.2. La charge piégée ( $Q_{ot}$ )

Cette charge peut être positive ou négative. Elle est due au stockage d'électrons et de trous par les pièges du volume de l'oxyde. Ce type de piégeage est la conséquence d'une excitation extérieure (radiative, électrique,...). La charge piégée n'est pas permanente puisqu'un apport thermique ou un champ électrique peuvent favoriser sa diminution (dépiégeage des charges stockées).

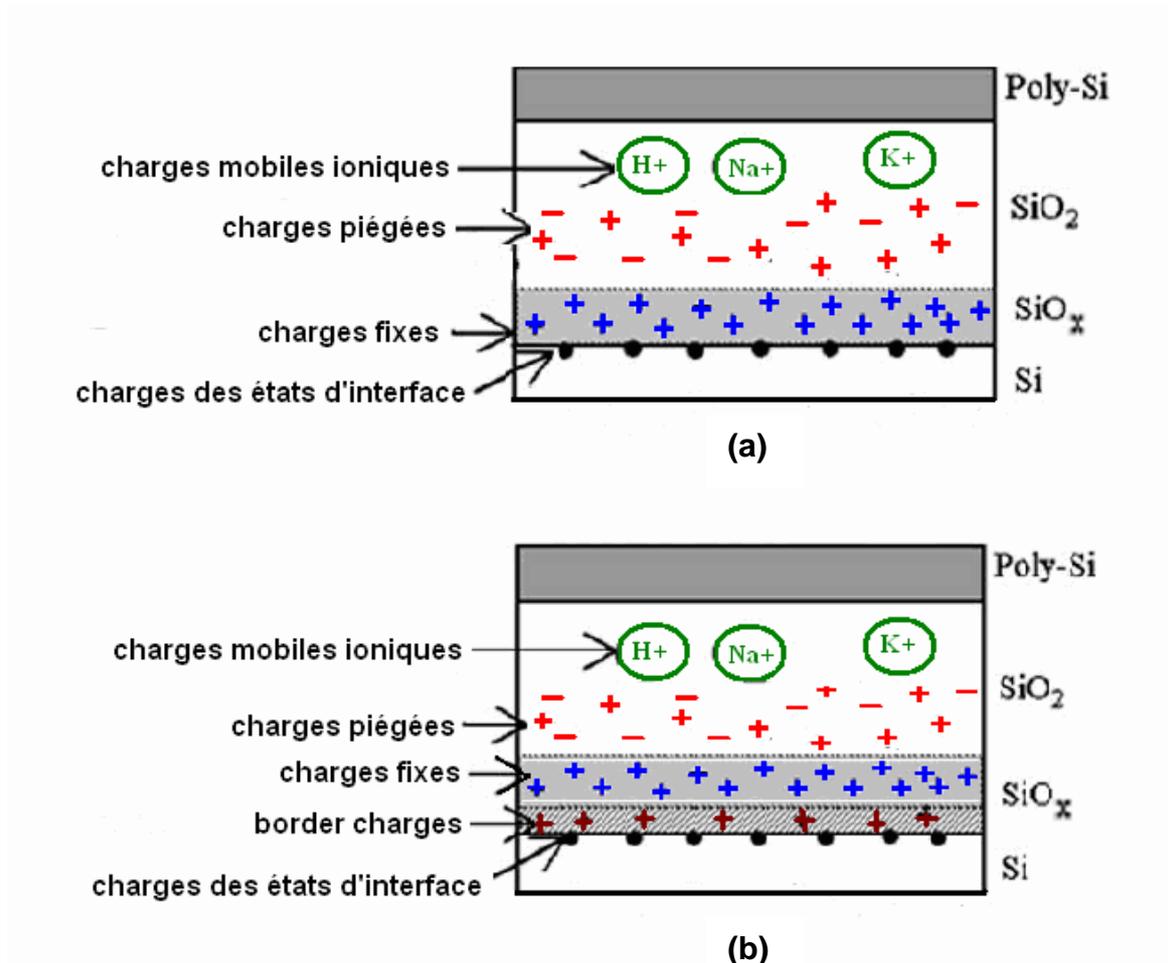
#### I.3.1.3. La charge mobile ionique ( $Q_m$ )

C'est une charge due à la contamination de l'oxyde par des impuretés ioniques (métaux alcalins : K<sup>+</sup>, Li<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup>...). Ces impuretés sont localisées à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> et peuvent migrer d'une interface à une autre sous l'effet de la température (>500°C) ou d'un champ électrique. Ces charges peuvent être minimisées par des processus de fabrication plus stricts mais les risques de contamination existent toujours.

### I.3.1.4. La charge des états d'interface ( $Q_{it}$ )

Elle peut être positive ou négative. Cette charge est piégée par les défauts qui résultent de la discontinuité du réseau à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. Ces défauts, appelés états d'interface, jouent un rôle primordial dans le fonctionnement du transistor MOS, car contrairement aux défauts du volume de l'oxyde, ils sont d'un point de vue électrique constamment en communication directe avec le silicium.

Pour faire la distinction entre la localisation des défauts dans l'oxyde et leur réponse électrique, D.M. Fleetwood a proposé de compléter cette nomenclature par des pièges dits « Border Traps » [6] qui sont des pièges d'oxyde situés près de l'interface Si/SiO<sub>2</sub> sur une distance de 3 nm et qui échangent des charges avec le silicium (figure I.8.b). Cet échange est plus lent que dans le cas des pièges d'interface.

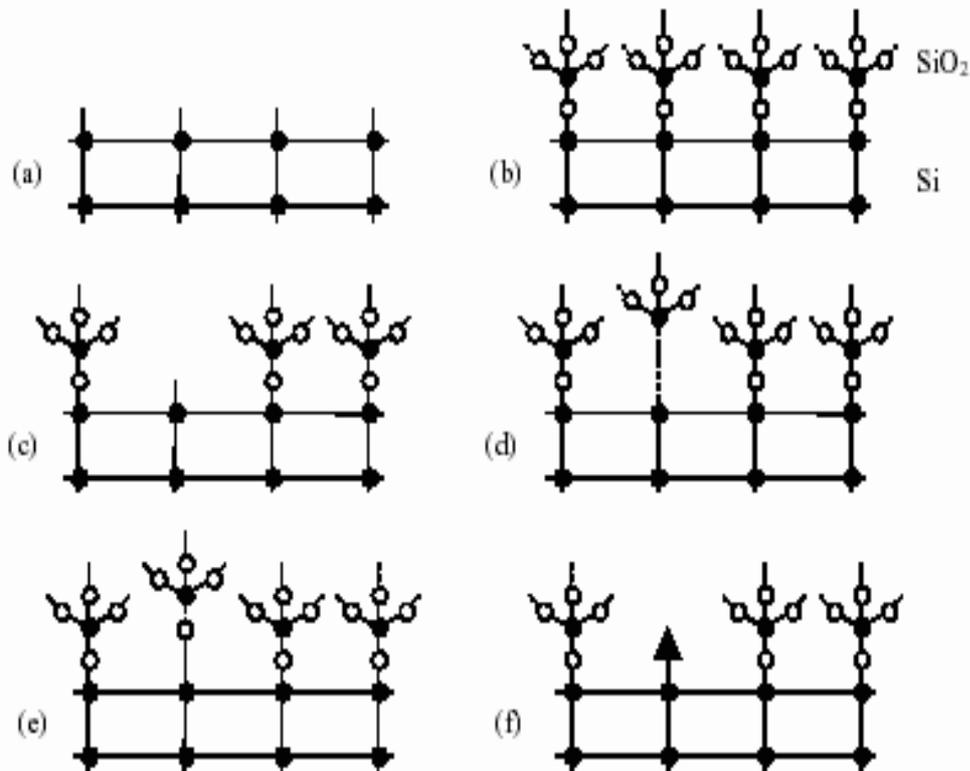


**Figure I.8.** Les différentes charges dans l'oxyde et leur localisation :  
 (a) d'après Deal[5], (b) d'après Fleetwood[6].

(b)

### I.3.2. Défauts de l'interface Si/SiO<sub>2</sub>

Ces défauts proviennent du raccordement du Si et du SiO<sub>2</sub>. Pour la silice, la distance moyenne entre deux atomes de silicium est de 3,05 Å contre 2,35 Å pour le silicium cristallin [2]. L'interface entre le Si et le SiO<sub>2</sub> présente donc beaucoup plus de liaisons contraintes, distordues ou pendantes qu'il y en a dans le volume de l'oxyde. Les liaisons chimiques les plus probables à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> sont représentées sur la figure I.9.



**Figure I.9.** Liaisons chimiques de l'interface Si/SiO<sub>2</sub> [2] :

(a) surface Si libre, (b) interface parfaite, (c) liaison pendante,  
(d) liaison Si-Si faible, (e) liaison Si-O faible et (f) impureté à l'interface.

Ces défauts introduisent des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite du semiconducteur, ils peuvent échanger des porteurs avec les bandes de valence et de conduction du silicium.

Les techniques d'élaboration des structures MOS tentent de minimiser ces défauts par des méthodes de passivation (par exemple, en saturant les liaisons pendantes par l'hydrogène durant une oxydation humide) à basses températures (400°C).

### **I.3.3. Pièges dans l'oxyde**

#### **I.3.3.1. Notion de piège**

Les défauts qui introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite de l'oxyde sont électriquement actifs car ils sont capables de capturer des porteurs tout comme les puits de potentiel. Un défaut peut se comporter comme un lieu de piégeage s'il capte un porteur de la bande de valence ou de conduction et le réémet ensuite vers cette même bande.

#### **I.3.3.2. Notion de section de capture**

La section de capture, notée  $\sigma$ , exprime la facilité avec laquelle un défaut peut capter un porteur. Elle s'exprime en  $\text{cm}^2$  et correspond à une aire critique perpendiculaire au flux de porteurs à l'intérieur de laquelle peut se faire la capture du porteur par le piège.

#### **I.3.3.3. Différents types de pièges dans l'oxyde**

Les pièges susceptibles d'être créés au sein d'une structure MOS peuvent être de différentes natures. Ils sont caractérisés par leurs sections efficaces de capture et leurs charges éventuelles. L'ensemble de ces pièges est représenté sur la figure I.10.

##### *I.3.3.3.a. Pièges coulombiens attractifs*

Ces pièges sont distribués près de l'interface Si/SiO<sub>2</sub> sur une distance de l'ordre de 2 nm et leur section efficace varie entre  $10^{-14}$  et  $10^{-12} \text{ cm}^2$  [1]. Ce type de pièges a également été détecté près de l'interface poly-Si/SiO<sub>2</sub>. Les trous piégés se comportent comme des pièges attractifs vis-à-vis des électrons.

##### *I.3.3.3.b. Pièges neutres*

Ces pièges sont énergétiquement localisés à 4 eV sous la bande de conduction de l'oxyde et leur section efficace varie entre  $10^{-18}$  et  $10^{-14} \text{ cm}^2$ . Ils peuvent capturer aussi bien un

électron qu'un trou. Ces défauts peuvent être annihilés par traitement thermique avec une énergie d'activation de 0,35 eV [1].

### I.3.3.3.c. Pièges coulombiens répulsifs

Dans ce cas, le défaut est chargé négativement et se comporte comme un piège répulsif vis-à-vis des électrons. Ces pièges sont difficiles à détecter à cause de leurs faibles sections efficaces de capture (variant entre  $10^{-21}$  et  $10^{-18}$  cm<sup>2</sup>) [1]. Pour les mettre en évidence, un fort courant d'injection est nécessaire mais de telles conditions impliquent la création de nouveaux pièges.

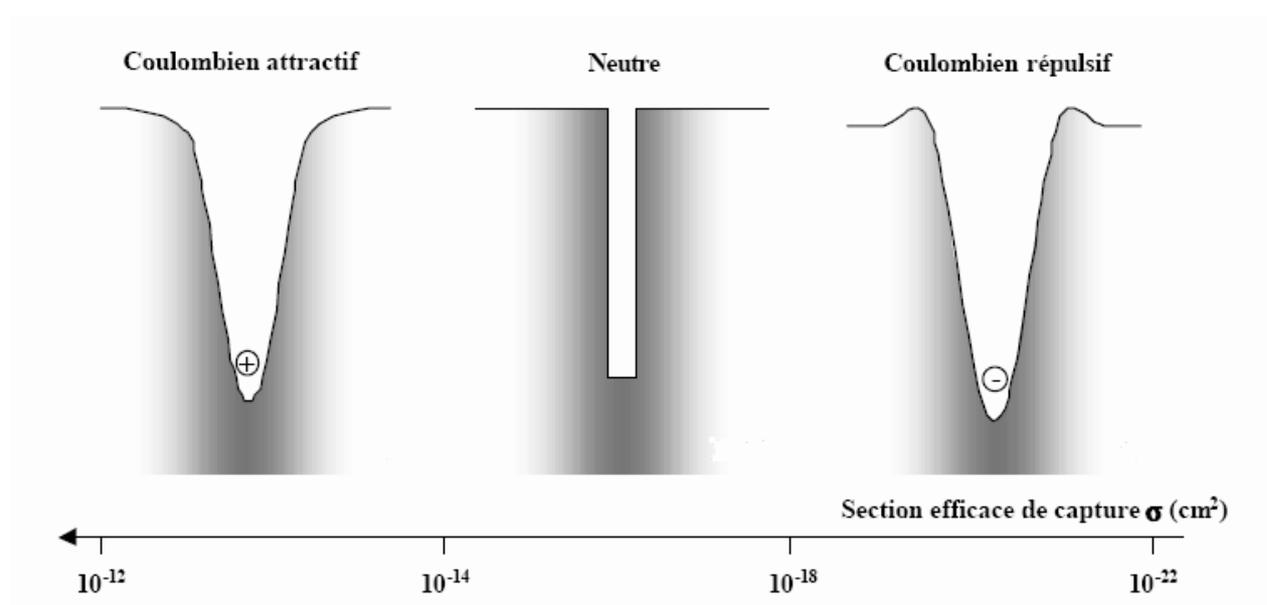


Figure I.10. Classification des différents types de pièges dans l'oxyde

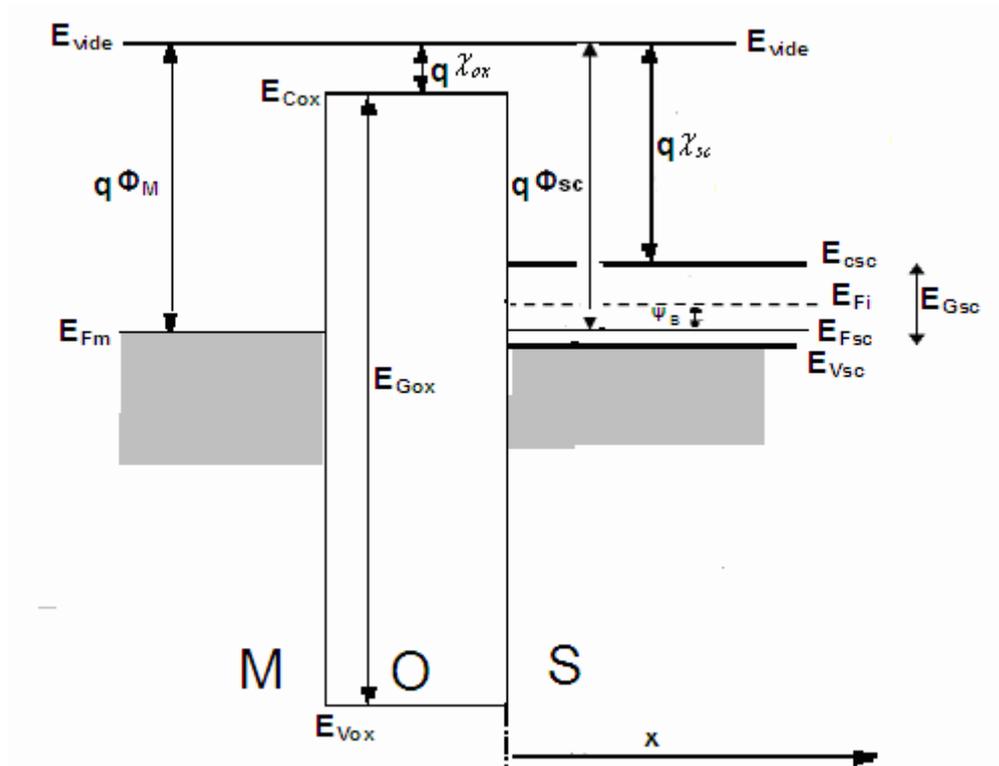
## I.4. STRUCTURE MOS IDEALE

Les caractéristiques idéales de la structure MOS sont les suivantes :

- les travaux de sortie du métal et du semiconducteur sont égaux ( $V_{fb}=0$ ),
- il n'existe pas de charges électriques dans l'oxyde ( $Q_{ot}=0$ ),
- Il n'y a pas d'états électroniques à l'interface oxyde/semiconducteur ( $Q_{it}=0$ ).

### I.4.1. Structure MOS idéale non polarisée

On considère une structure MOS dont la grille est un métal ou en silicium polycristallin fortement dopé de type n, le substrat est en silicium cristallin dopé p et l'isolant est un oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ). Le diagramme énergétique d'une telle structure est représenté sur la figure I.11.



**Figure I.11.** Diagramme des bandes d'énergie d'une structure n-MOS idéale non polarisée.

$E_{Fm}$  : énergie de Fermi du métal,  $E_{Fsc}$  : énergie de Fermi du semiconducteur,  $E_{Fi}$  : niveau de Fermi intrinsèque,  $E_{Gox}$  : largeur de la bande interdite de l'oxyde,  $E_{Gsc}$  : largeur de la bande interdite du substrat,  $q\Phi_M$  : travail de sortie du métal,  $q\Phi_{sc}$  : travail de sortie du semiconducteur,  $\chi_{sc}$  : affinité électronique du substrat,  $\chi_{ox}$  : affinité électronique de l'oxyde,  $\Psi_B$  : potentiel de volume

### I.4.2. Structure MOS idéale polarisée

Lorsqu'une tension  $V_G$  est appliquée sur la grille, trois modes de fonctionnement différents sont obtenus : l'accumulation, la désertion (déplétion) et l'inversion.

#### I.4.2.1. Régime d'accumulation

Si la grille est polarisée négativement par rapport au substrat, les trous libres du semiconducteur s'accumulent à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. Une fine couche de charges positives apparaît au voisinage immédiat de cette interface (concentrée dans les dix premiers nanomètres). Cette charge  $Q_{sc}$  se trouve équilibrée par une charge  $Q_M$  négative apparaissant à l'interface isolant /grille (figure I.12.1.b). Nous avons donc:

$$Q_M = -Q_{sc} \quad (I.1)$$

Un champ apparaît dans l'isolant et dans le semiconducteur au voisinage de l'interface, il est uniforme dans l'isolant (en raison de l'absence de charges) et linéaire dans le semiconducteur (figure I.12.1.d). Même en l'absence de charges à l'interface, on observe une discontinuité du champ électrique due à la différence des constantes diélectriques des deux matériaux. Le profil du potentiel et le diagramme énergétique sont donnés sur les figures (I.12.1.c) et (I.12.1.a), respectivement. Les bandes d'énergie du semiconducteur sont relevées près de l'interface, ce qui favorise l'accumulation des trous. Le niveau de Fermi est plat dans le semiconducteur puisque aucun courant n'y circule.

#### I.4.2.2. Régime de désertion

La grille est polarisée positivement par rapport au semiconducteur. Les trous libres sont chassés de l'interface. Il se crée une large zone déserte correspondant à une charge d'espace négative côté semiconducteur dont la densité est limitée par le dopage. Cette charge est équilibrée par la charge positive  $Q_M$  du métal (figure I.12.2.b), soit :

$$Q_M = -Q_{sc} = qN_a x_d \quad (I.2)$$

où  $q$  est la charge électronique,  $N_a$  la densité d'atomes accepteurs dans le semiconducteur et  $x_d$  la largeur de la zone de charge d'espace dans le semiconducteur en régime de déplétion. Le champ électrique est linéaire dans le semiconducteur (densité de charges uniforme) et plat dans l'isolant (figure I.12.2.d). Il en résulte un profil de potentiel parabolique dans le semiconducteur et linéaire dans l'isolant (figure I.12.2.c). Contrairement au cas de l'accumulation, les bandes d'énergie se courbent vers le bas, ce qui éloigne les trous de l'interface (figure I.12.2.a)

### I.4.2.3. Régime d'inversion

Si on accroît la polarisation positive de la grille, les trous sont de plus en plus repoussés de l'interface Si/ SiO<sub>2</sub> pendant que les électrons y sont de plus en plus attirés. La concentration des trous va diminuer et celle des électrons va augmenter à la surface. La courbure des bandes vers le bas s'accroît et pour une certaine tension, le niveau de Fermi intrinsèque E<sub>Fi</sub> passe sous le niveau E<sub>Fsc</sub>. Le niveau E<sub>Csc</sub> à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> devient plus proche du niveau de Fermi E<sub>Fsc</sub> que ne l'est le niveau E<sub>vsc</sub> dans le volume (figure I.12.3.a). Le semiconducteur devient de type n en surface car les électrons minoritaires dans le volume deviennent majoritaires à l'interface. Il y a apparition d'une couche d'inversion entre la zone désertée et l'interface, soit une charge négative Q<sub>INV</sub> supplémentaire pour équilibrer la charge côté métal (ceci en plus de la charge Q<sub>DEP</sub> dans la zone déserte) (Figure I.12.3.b), d'où :

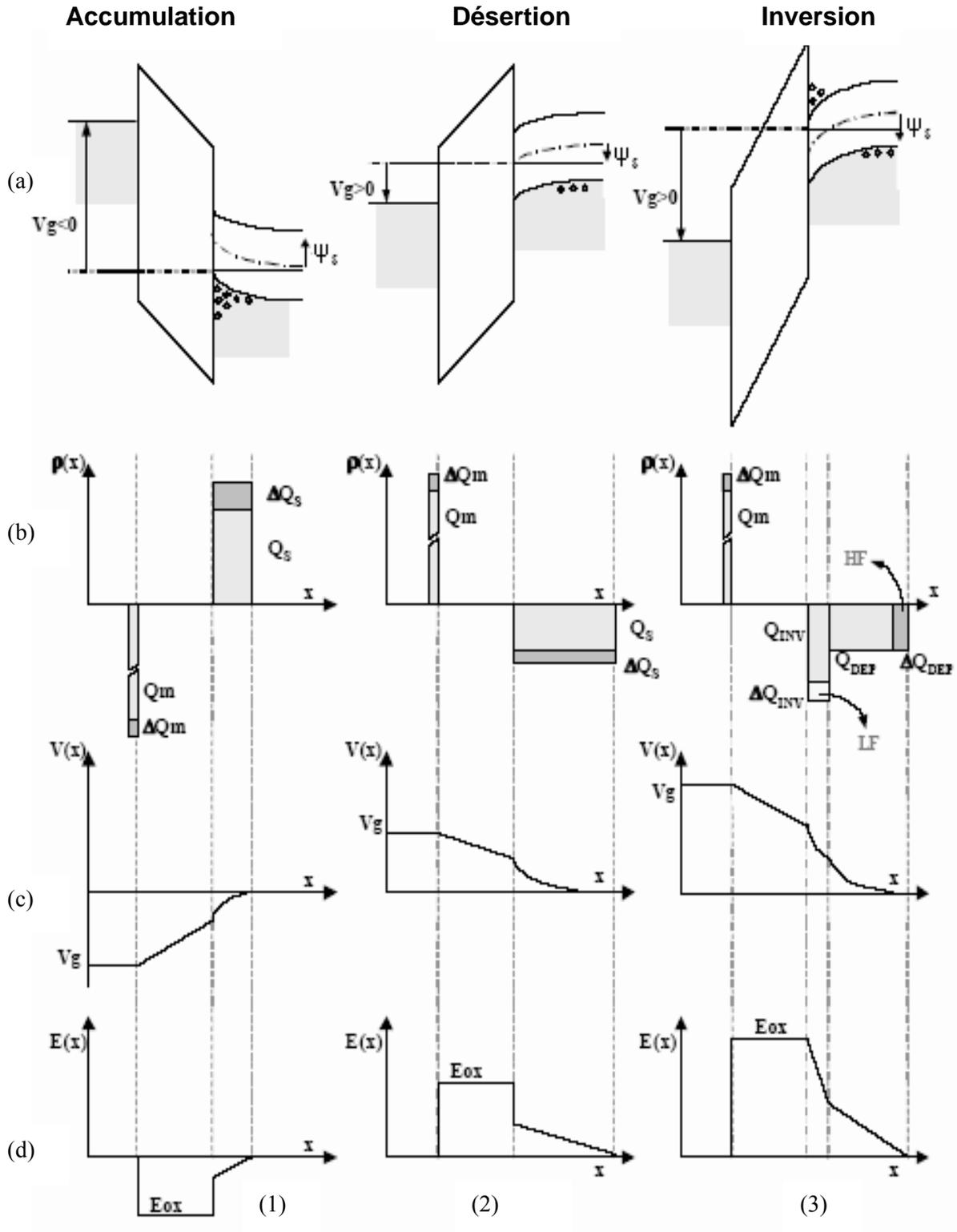
$$Q_M = -(Q_{INV} + Q_{DEP}) = -Q_{INV} + qN_a x_{dl} \quad (I.3)$$

où x<sub>dl</sub> est l'épaisseur de la zone déserte en régime d'inversion.

La condition de forte inversion est définie quand la courbure des bandes est égale à deux fois la valeur de (E<sub>Fi</sub>-E<sub>Fsc</sub>), ou encore :  $\Psi_s = 2\Psi_B$ .

$\Psi_s$  est le potentiel de surface, il traduit la courbure des bandes du semiconducteur à l'interface ;  $\Psi_B$  étant le potentiel de volume, il définit la différence entre les niveaux E<sub>Fi</sub> et E<sub>Fsc</sub>. La surface est dite en **faible inversion** lorsque  $\Psi_B < \Psi_s < 2\Psi_B$  et en **forte inversion** lorsque  $\Psi_s \geq 2\Psi_B$  (figure I.13).

Le champ électrique et le potentiel sont représentés, respectivement, sur les figures (I.12.3.d) et (I.12.3.c).



**Figure I.12.** Représentation des différents régimes de fonctionnement d'une structure MOS : (a) bandes d'énergie, (b) densités de charges et leurs variations, (c) potentiel électrique et (d) champ électrique.

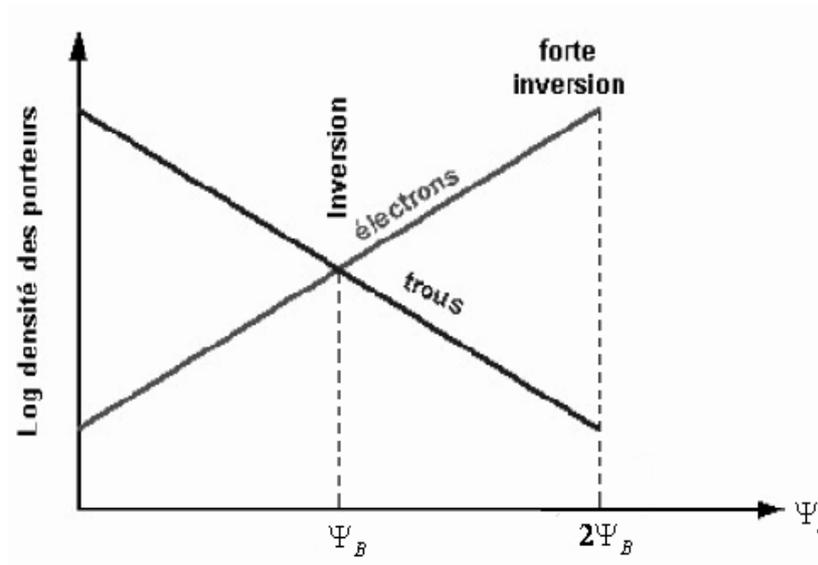


Figure I.13. Concentration d'électrons et de trous en surface en fonction du potentiel de surface  $\Psi_s$ .

La figure I.14 résume les différents régimes de fonctionnement d'une structure n-MOS.

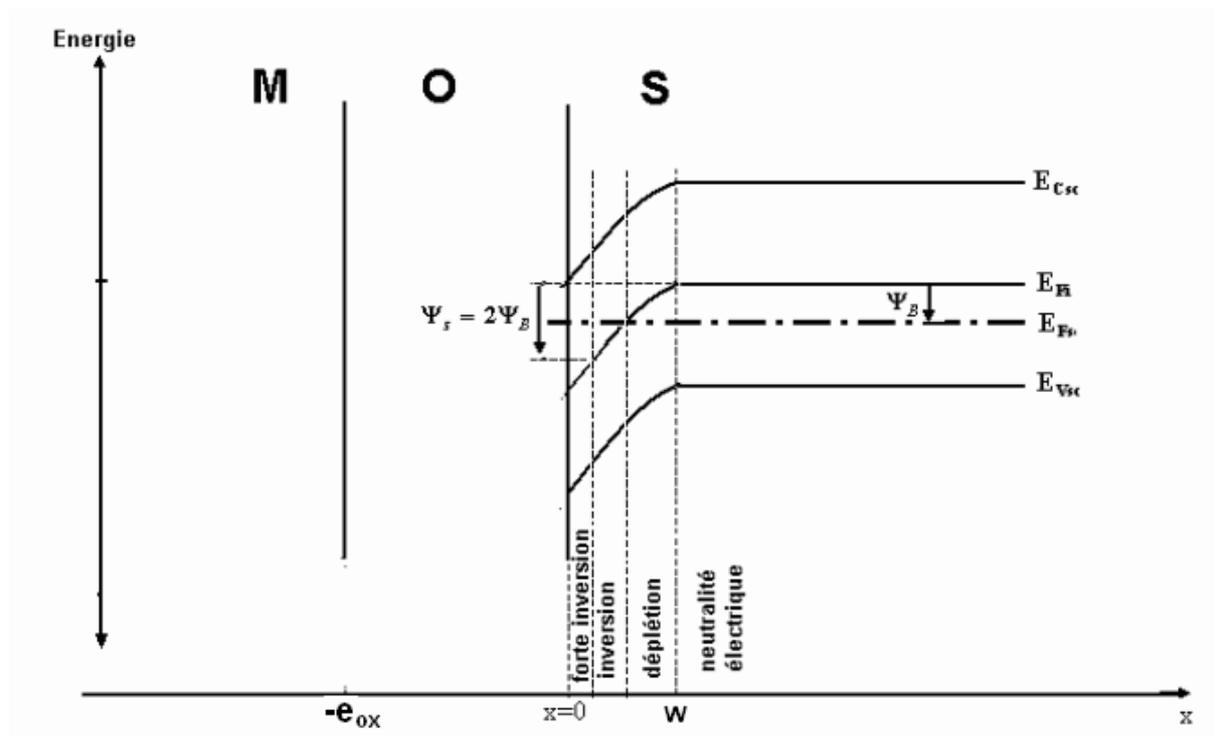


Figure I.14. Diagramme de bandes pour les différents régimes de fonctionnement d'une structure MOS (sous polarisation positive).

### I.4.3. Potentiel et champ électrique

Quand une tension  $V_G$  est appliquée sur la grille de la structure définie précédemment, elle se décompose en une différence de potentiel  $V_{ox}$  supportée par l'oxyde et un potentiel de surface  $\Psi_s$  dans la zone de charge d'espace du semiconducteur, soit :

$$V_G = V_{ox} + \Psi_s \quad (I.4)$$

L'équation de Poisson s'écrit:

$$\Delta V + \frac{\rho}{\epsilon_{sc}} = 0 \quad (I.5)$$

où  $\rho$  est la densité de charges et  $\epsilon_{sc}$  la constante diélectrique du semiconducteur.

A une dimension, l'équation (I.5) s'écrit :

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_{sc}} \quad (I.6)$$

$x$  étant l'abscisse d'un axe ayant pour origine l'interface Si/SiO<sub>2</sub>, dirigé vers le substrat et perpendiculaire à cette surface.

Dans l'isolant, et en raison de l'absence de charges, l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = 0 \Rightarrow \frac{dV(x)}{dx} = a \Rightarrow V(x) = ax + b \quad (I.7)$$

où  $a$  et  $b$  sont des constantes.

$$\text{En } x = 0, \quad V(x = 0) = \Psi_s \Rightarrow b = \Psi_s$$

$$\text{En } x = -e_{ox}, \quad V(x = -e_{ox}) = V_G \Rightarrow a = -\frac{V_G - \Psi_s}{e_{ox}}$$

La variation du potentiel sera donc donnée par :

$$V(x) = -\frac{V_G - \Psi_s}{e_{ox}} x + \Psi_s \quad (I.8)$$

où  $e_{ox}$  est l'épaisseur de l'oxyde.

En ajoutant et retranchant  $V_G$  à cette équation, celle-ci peut se mettre sous la forme :

$$V(x) = V_G - \frac{V_G - \Psi_s}{e_{ox}} (x + e_{ox}) \quad (I.9)$$

Sachant que :  $V_G - \Psi_s = V_{ox} = \frac{Q_m}{C_{ox}} = -\frac{Q_{sc}}{C_{ox}}$  avec  $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{e_{ox}}$ , où  $C_{ox}$  est la capacité de

l'oxyde et  $\epsilon_{ox}$  sa constante diélectrique.

Le potentiel dans l'oxyde,  $V(x)$ , s'écrit :

$$V(x) = V_G + \frac{Q_{sc}}{\epsilon_{ox}}(x + e_{ox}) \quad (I.10)$$

La dérivée de l'expression (I.10) montre que le champ électrique  $E(x)$  dans l'isolant est constant et donné par :

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} = -\frac{Q_{sc}}{\epsilon_{ox}} \quad (I.11)$$

Dans le semiconducteur, en supposant le dopage homogène et la déplétion totale sur une profondeur  $W$ , la densité de charges de déplétion s'écrit :

$$\rho(x) = -eN_a \quad (I.12)$$

L'équation de Poisson s'écrit, alors :

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{eN_a}{\epsilon_{sc}} \quad (I.13)$$

En intégrant, avec la condition  $E = 0$  en  $x = W$ , nous obtenons:

$$\frac{dV(x)}{dx} = \frac{eN_a}{\epsilon_{sc}}(x - W) \quad (I.14)$$

En intégrant une deuxième fois, avec la condition  $V = 0$  en  $x = W$ , nous obtenons :

$$V(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon_{sc}}(x - W)^2 \quad (I.15)$$

Le potentiel de surface est obtenu pour  $x = 0$ . Il est donné par :

$$\Psi_s = \frac{eN_a W^2}{2\epsilon_{sc}} \quad (I.16)$$

Le champ électrique dans le semiconducteur est linéaire. Il est obtenu à partir de l'équation (I.14). Il s'écrit :

$$E(x) = -\frac{eN_a}{\epsilon_{sc}}(x-W) \quad (\text{I.17})$$

Le champ électrique en surface,  $E_s$  est donné par :

$$E_s = \frac{eN_aW}{\epsilon_{sc}} \quad (\text{I.18})$$

#### I.4.4. Calcul de la charge $Q_{sc}$ dans le semiconducteur

Dans le semiconducteur et en un point d'abscisse  $x$ , la densité de charges est donnée par :

$$\rho(x) = e(N_d^+(x) - N_a^-(x) + p(x) - n(x)) \quad (\text{I.19})$$

où  $n(x)$  et  $p(x)$  sont, respectivement, la concentration d'électrons et de trous dans la ZCE à la position  $x$ ,  $N_d^+$  la concentration d'atomes donneurs ionisés et  $N_a^-$  la concentration d'atomes accepteurs ionisés ;  $n(x)$  et  $p(x)$  sont donnés par :

$$n(x) = n_0 e^{eV(x)/kT} \quad (\text{I.20})$$

$$p(x) = p_0 e^{-eV(x)/kT} \quad (\text{I.21})$$

où  $n_0$  et  $p_0$  sont, respectivement, la concentration d'électrons et de trous dans le volume du substrat,  $k$  la constante de Boltzman et  $T$  la température absolue.

En supposant que tous les atomes donneurs et accepteurs sont ionisés et que le semiconducteur est dopé de manière uniforme, nous pouvons écrire :

$$N_d^+(x) - N_a^-(x) = n_0 - p_0 \quad (\text{I.22})$$

L'équation de Poisson s'écrit alors :

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_{sc}} \left[ p_0 \left( e^{-eV(x)/kT} - 1 \right) - n_0 \left( e^{eV(x)/kT} - 1 \right) \right] \quad (I.23)$$

Le terme de gauche de l'équation (I.23) peut s'écrire :

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left( \frac{dV(x)}{dx} \right) = \frac{d}{dV(x)} \left( \frac{dV(x)}{dx} \right) \frac{dV(x)}{dx} = \frac{dE(x)}{dV(x)} E(x) \quad (I.24)$$

L'équation (I.23) devient:

$$E(x)dE(x) = -\frac{e}{\epsilon_{sc}} \left[ p_0 \left( e^{-eV(x)/kT} - 1 \right) - n_0 \left( e^{eV(x)/kT} - 1 \right) \right] dV(x) \quad (I.25)$$

En intégrant cette équation depuis la région neutre du semiconducteur jusqu'à la région de la charge d'espace, le champ électrique varie de  $E = 0$  jusqu'à une valeur  $E(x)$  non nulle et le potentiel varie de  $V = 0$  à une valeur  $V(x)$  non nulle. Nous obtenons ainsi:

$$\frac{1}{2} E^2(x) = -\frac{e}{\epsilon_{sc}} \left[ p_0 \left( -\frac{kT}{e} e^{-eV(x)/kT} - V(x) + \frac{kT}{e} \right) - n_0 \left( \frac{kT}{e} e^{eV(x)/kT} - V(x) - \frac{kT}{e} \right) \right] \quad (I.26)$$

$$E^2(x) = \left( \frac{kT}{e} \right)^2 \frac{2e^2 p_0}{kT \epsilon_{sc}} \left[ \left( e^{-eV(x)/kT} + \frac{eV(x)}{kT} - 1 \right) + \frac{n_0}{p_0} \left( e^{eV(x)/kT} - \frac{eV(x)}{kT} - 1 \right) \right] \quad (I.27)$$

En posant:

$$L_D = \left( \frac{kT \epsilon_{sc}}{2e^2 p_0} \right)^{1/2} \quad (I.28)$$

et

$$F \left( V(x), \frac{n_0}{p_0} \right) = \left[ \left( e^{-eV(x)/kT} + \frac{eV(x)}{kT} - 1 \right) + \frac{n_0}{p_0} \left( e^{eV(x)/kT} - \frac{eV(x)}{kT} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (I.29)$$

où  $F$  est une fonction et  $L_D$  la longueur de Debye (la longueur de Debye est définie comme la distance en dessus de laquelle une séparation significative des charges peut avoir lieu), et en injectant les équations (I.28) et (I.29) dans l'équation (I.27), nous obtenons :

$$E^2(x) = \left(\frac{kT}{e}\right)^2 \frac{1}{L_D^2} F^2(V(x)) \quad (\text{I.30})$$

d'où :

$$E(x) = \pm \frac{kT}{eL_D} F(V(x)) \quad (\text{I.31})$$

Le signe (+) correspond au régime de désertion ou d'inversion et le signe (-) au régime d'accumulation.

Le champ électrique à la surface sera donné par :

$$E_s = \pm \frac{kT}{eL_D} F(\Psi_s) \quad (\text{I.32})$$

A partir du champ à la surface, nous pouvons calculer la densité totale de charges dans le semiconducteur, ceci en appliquant le théorème de Gauss et en prenant comme surface fermée un cylindre de section  $s=1$ , d'axe  $x$  et dont une base est à la surface du semiconducteur et l'autre dans la région neutre (figure I.15), soit :

$$\int \vec{E} \cdot \vec{ds} = \frac{Q_{sc}}{\epsilon_{sc}} \quad (\text{I.33})$$

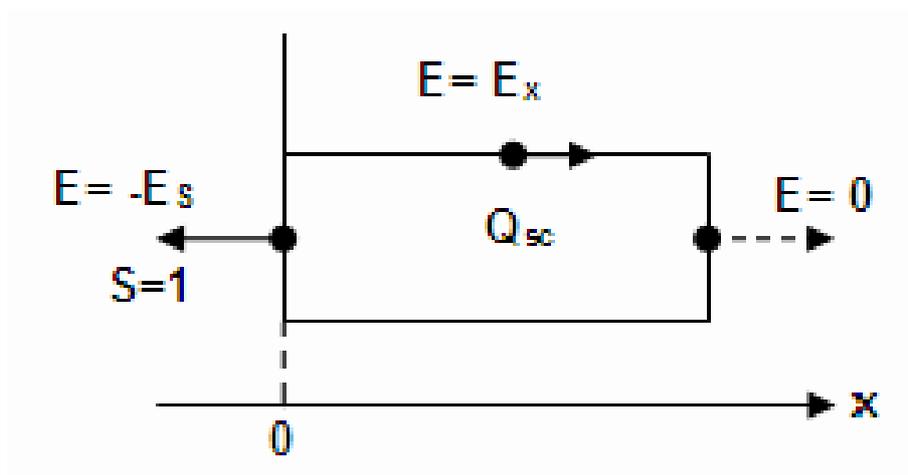


Figure I.15. Représentation schématique du théorème de Gauss

Le champ électrique est nul dans la région neutre du semiconducteur ainsi que sur les faces latérales du cylindre. L'équation (I.33) se réduit donc à :

$$E_s = -\frac{Q_{sc}}{\epsilon_{sc}} \quad (I.34)$$

En combinant les équations (I.32) et (I.34), la charge dans le semiconducteur va s'écrire :

$$Q_{sc} = \mp \frac{\epsilon_{sc} kT}{eL_D} F(\Psi_s) \quad (I.35)$$

#### I.4.5. Tension de seuil

La tension de seuil est définie comme la tension de polarisation de la grille nécessaire à l'établissement du régime de forte inversion. C'est donc la valeur de la tension  $V_G$  entraînant  $\Psi_s = 2\Psi_B$ . La tension de la grille est donnée par :

$$V_G = \Psi_s + \frac{Q_G}{C_{ox}} = \Psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_{ox}} \quad (I.36)$$

Lorsqu'on atteint le seuil de forte inversion, la charge dans le semiconducteur est essentiellement de déplétion. Elle est donnée par [7]:

$$Q_{sc} \approx Q_{DEP} = -(2eN_a \epsilon_{sc} \Psi_s)^{1/2} \quad (I.37)$$

donc :

$$V_G = \Psi_s + \frac{(2N_a \epsilon_{sc} \Psi_s)^{1/2}}{C_{ox}} \quad (I.38)$$

La tension de seuil de la structure,  $V_T$ , sera donnée par :

$$V_T = 2\Psi_B + \frac{(4N_a \epsilon_{sc} \Psi_B)^{1/2}}{C_{ox}} \quad (I.39)$$

Ainsi, la tension de seuil dépend du dopage du substrat, de la capacité de l'oxyde et de la température.

## I.5. CARACTERISTIQUE C(V) D'UNE STRUCTURE MOS

En régime d'**accumulation**, si la charge de la grille augmente de  $\Delta Q_M$  (par un petit accroissement de la tension négative appliquée sur la grille), il se produit une augmentation  $\Delta Q_{sc}$  de la charge positive côté semiconducteur au voisinage immédiat de l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. La structure est donc équivalente à un condensateur plan d'épaisseur  $e_{ox}$  et de capacité  $C_{ACC}$  égale à celle de la couche isolante. Elle est donnée par la relation suivante :

$$C_{ACC} = C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{e_{ox}} \quad (I.40)$$

Cette capacité est indépendante de  $V_G$  (tant qu'on reste dans le domaine de l'accumulation) car elle met en jeu le mouvement des porteurs majoritaires. Elle est aussi indépendante de la fréquence du signal de mesure jusqu'aux fréquences inverses du temps de relaxation.

En régime de **désertion**, toute variation  $\Delta Q_M$  de la charge dans la grille est compensée par une variation de la largeur de la zone désertée dans le semiconducteur (avancée ou recul de la frontière de la zone de charge d'espace) faisant apparaître ou disparaître une charge  $\Delta Q_{sc}$  à une distance  $x_d$  de l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. La structure est équivalente à deux condensateurs en série : un condensateur de capacité  $C_{ox}$ , d'épaisseur  $e_{ox}$  et de permittivité  $\epsilon_{ox}$  résultant de la présence de l'isolant et un condensateur de capacité  $C_D$ , d'épaisseur  $x_d$  et de permittivité  $\epsilon_{sc}$  figurant la zone de déplétion. La capacité de la structure,  $C_{DES}$ , est donnée par :

$$C_{DES} = \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_D} \right)^{-1} \quad (I.41)$$

avec :

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{e_{ox}}, \quad C_D = \frac{\epsilon_{sc}}{x_d} \quad \text{et} \quad x_d = \left( \frac{2\epsilon_{sc}\Psi_s}{qN_a} \right)^{1/2} \quad [8]$$

La modulation de la charge met en jeu le mouvement des porteurs majoritaires, par conséquent  $C_{DES}$  est indépendante de la fréquence et ce, jusqu'aux fréquences inverses du temps de relaxation.

En régime d'**inversion**, la capacité de la structure dépend de la fréquence :

- en basses fréquences, l'accroissement de la charge positive  $\Delta Q_M$  est compensé par l'augmentation de la charge dans la couche d'inversion (à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>) car les porteurs minoritaires ont le temps d'être générés thermiquement. La capacité dans ce cas est donnée par :

$$C_{INV} = C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{e_{ox}} \quad (I.42)$$

- en hautes fréquences,  $\Delta Q_M$  est équilibrée par une modulation de l'épaisseur de la zone déserte : la génération des porteurs minoritaires ne peut pas suivre les modulations de polarisation, les porteurs majoritaires s'éloignent de la zone de charge d'espace augmentant ainsi sa largeur. La capacité en haute fréquence s'écrit :

$$C_{INV} = \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{dl}} \right)^{-1} \quad (I.43)$$

avec  $C_{dl} = \frac{\epsilon_{sc}}{x_{dl}}$ .

Dans le domaine de l'inversion, la capacité de la structure est indépendante de la polarisation aussi bien en hautes qu'en basses fréquences.

La figure I.16 montre les variations de la capacité en fonction de la tension  $V_G$  appliquée sur la grille, pour une structure MOS de type n.

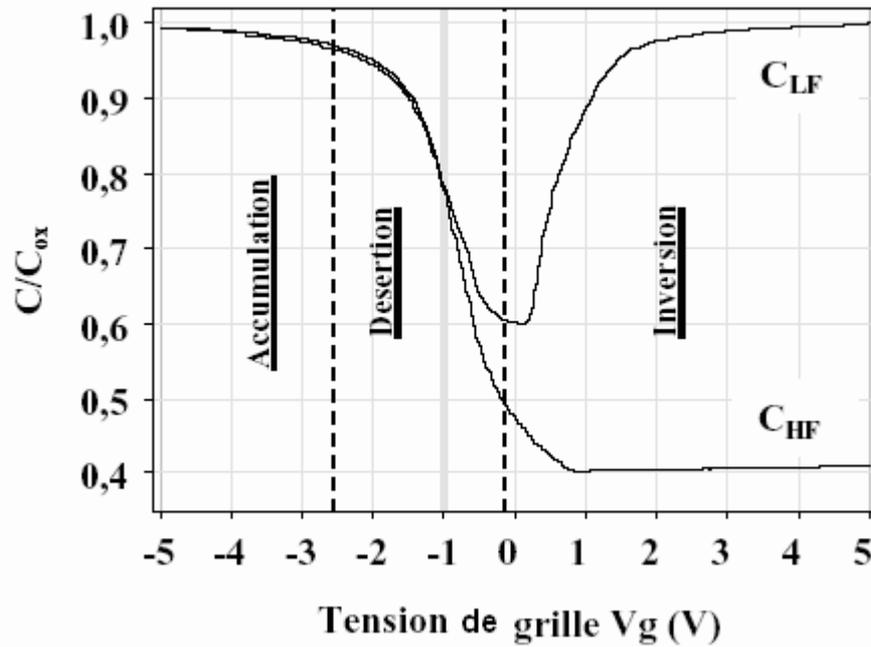


Figure I.16. Caractéristiques normalisées capacité-tension d'une structure n-MOS [1].

## I.6. STRUCTURE MOS REELLE

### I.6.1. Influence du travail de sortie du métal

La condition d'égalité des niveaux de Fermi du métal et du semiconducteur ne peut être respectée que pour un dopage particulier du semiconducteur ( $\Phi_{ms} < 0$  en général). Si le travail de sortie du métal est différent de celui du semiconducteur et si la structure n'est pas polarisée ( $V_G = 0$ ), les bandes ne peuvent pas être plates, elles sont courbées à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. Il règne un champ électrique dans l'isolant et dans le semiconducteur au voisinage de l'interface.

Pour retrouver une situation de bandes plates, il faut appliquer entre la grille et le semiconducteur une tension  $V_{FB1}$  dite **tension de bandes plates** (*flat bands*). Cette tension est donnée par [8]:

$$V_{FB1} = \frac{\Phi_M - \chi_{SC} - (E_{Csc} - E_{Fsc})}{q} \quad (I.44)$$

Les caractéristiques idéales capacité-tension sont translattées de  $V_{FB1}$  sans changer de forme.

## I.6.2. Influence des charges dans l'isolant

Les isolants des structures MOS contiennent généralement des charges électriques qui vont exercer une influence électrostatique sur les porteurs du semiconducteur. Dans la silice, ces charges sont positives et leur densité varie de  $10^{10}$  à  $10^{12}$  charges par  $\text{cm}^2$  pour un oxyde de l'ordre de  $10^3$  Å d'épaisseur [8].

Considérons seulement la charge  $Q_0$  en  $x_0$ . Pour assurer la neutralité du système, cette charge positive va attirer des charges négatives à la surface de la grille et du semiconducteur (figure I.17.a). Pour rétablir un régime de bandes plates, il faut de nouveau appliquer à la grille une tension négative (figure I.17-b). Plus cette tension négative augmente, plus le champ électrique à la surface du semiconducteur diminue jusqu'à ce qu'il s'annule pour la valeur  $V_{FB2}$  de la tension de bandes plates qui est donnée par [9] :

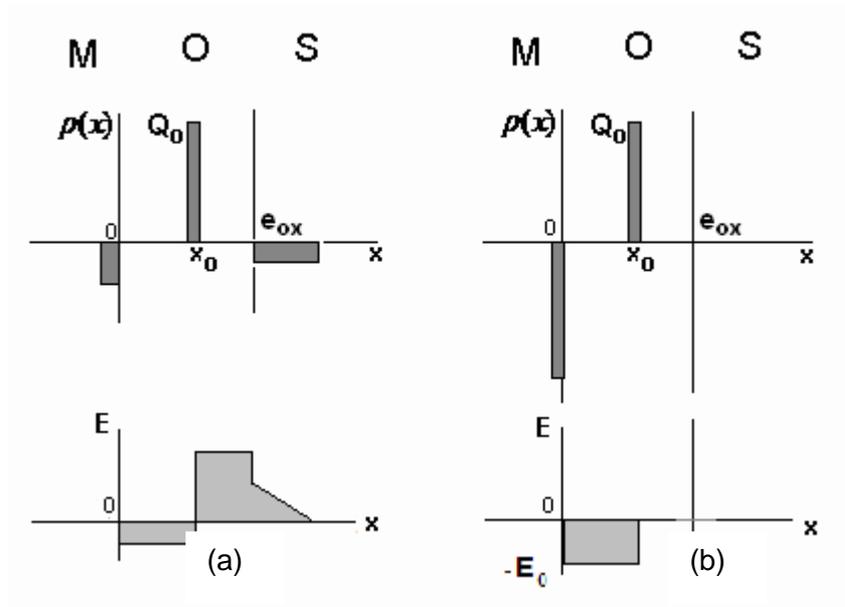
$$V_{FB2} = -E_0 x_0 = -\frac{Q_0}{\epsilon_{ox}} x_0 \quad (\text{I.45})$$

$V_{FB2}$  dépend de la densité de charges  $Q_0$  et de leur position dans l'oxyde : plus la charge est profonde, plus la tension compensatoire qu'il faut appliquer à la grille est importante.

Dans le cas général d'une distribution de charges arbitraire dans l'oxyde selon une fonction  $\rho(x)$ ,  $V_{FB2}$  sera donnée par [9]:

$$V_{FB2} = -\frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^{e_{ox}} x \rho(x) dx \quad (\text{I.46})$$

La courbe capacité-tension idéale sera translatée de  $V_{FB2}$ .



**Figure I.17.** *Effet des charges dans l'oxyde d'une structure MOS :*  
 (a) pour  $V_G = 0$  , (b) pour la tension de bandes plates.

### I.6.3. Influence des états d'interface

Ces états sont localisés à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> et introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite du semiconducteur. Tous les états dont les niveaux sont situés en dessous du niveau de Fermi sont pleins. La charge piégée dans ces états ( $Q_{SS}$ ) va intervenir à coté de la charge dans le semiconducteur ( $Q_{SC}$ ) pour équilibrer la charge  $Q_M$  de la grille.

$$Q_M = Q_{SS} + Q_{SC} \quad (I.47)$$

Dans ce cas, toute augmentation  $\delta Q_M$  de la charge sur la grille ne se répercutera que partiellement sur la charge dans le semiconducteur ( $\delta Q_{SC}$ ) puisqu'un certain nombre d'états d'interface vont se charger  $\delta Q_{SS}$ .

$$\delta Q_M = \delta Q_{SS} + \delta Q_{SC} \quad (I.48)$$

La courbure des bandes sera moindre en présence d'états d'interface qu'en absence de ces derniers.

## II.1. INTRODUCTION

L'oxyde de silicium (d'origine thermique en particulier) est considéré comme un très bon isolant électrique avec sa très large bande interdite ( $\approx 9$  eV) et un champ de claquage autour de 10 MV/cm. Toutefois, le SiO<sub>2</sub> perd ses propriétés bien avant d'atteindre cette valeur. Pour des champs électriques supérieurs à 1 MV/cm, un courant peut circuler à travers l'oxyde.

Un modèle théorique a été développé par C.F. CHEN et C.Y. WU [1] pour analyser la caractéristique courant-tension (I-V) d'une structure MOS soumise à une tension en rampe à escalier (LRVS : linear ramp voltage stress). Ce modèle prend en compte :

- la conduction par effet tunnel par injection Fowler-Nordheim (FN),
- l'ionisation par impact dans l'oxyde,
- l'abaissement de la barrière dû à la force image,
- la cinétique de piégeage du premier ordre dans l'oxyde.

A partir de cette analyse, nous pouvons extraire certains paramètres physiques de l'oxyde tel que le champ électrique de claquage.

Dans ce chapitre, nous présentons l'état de l'art des différents phénomènes physiques qui régissent la conduction électrique dans l'oxyde de silicium.

## **II.2. DEGRADATION DE L'OXYDE DE SILICIUM**

Généralement, la défaillance dans les transistors MOSFET est associée à la dégradation de l'oxyde de grille et de l'interface oxyde/silicium. Cette dégradation peut entraîner la destruction du composant ou bien l'altération de ses caractéristiques électriques, due au phénomène d'injection de porteurs dans l'oxyde. Divers mécanismes d'injection de porteurs à fort champ ont été proposés pour le système Si/SiO<sub>2</sub>. Les porteurs peuvent être injectés soit par dessus la barrière de potentiel à l'interface, appelés alors "porteurs chauds", soit à travers cette barrière et dans ce cas, ils sont dits "porteurs froids". Les mécanismes d'injection les plus importants sont :

- l'injection des porteurs chauds dans la zone du canal,
- l'injection des porteurs chauds au voisinage du drain par avalanche,
- l'injection tunnel de type Fowler-Nordheim,
- l'injection tunnel directe.

Les deux premiers mécanismes d'injection ont lieu lorsque l'énergie acquise par les porteurs par effet thermoïonique ou par absorption d'un choc est suffisamment importante. Par contre, les deux derniers mécanismes ont lieu lorsque l'énergie des porteurs est inférieure à la barrière de potentiel métal/SiO<sub>2</sub> ou SiO<sub>2</sub>/substrat (3,1 eV pour les électrons et 4,2 eV pour les trous).

## **II.3. CONDUCTION DANS L'OXYDE DE SILICIUM**

Dans le cas de l'injection tunnel, cas qui nous intéresse dans ce travail, lorsqu'une tension est appliquée aux bornes de la structure MOS, les électrons ayant une énergie cinétique suffisante peuvent traverser la barrière de potentiel à l'interface cathode/oxyde par

effet tunnel Fowler-Nordheim. Au cours de cette traversée, une partie de ces électrons est capturée par les pièges situés à une distance  $X_n$  de l'interface injectante (figure II.1).  $X_n$  est appelé barycentre.

Lorsque la tension appliquée augmente, le phénomène d'ionisation par impact est initié dans l'oxyde, ce qui crée des paires électron-trou. Sous l'influence du champ électrique, les électrons générés se dirigent vers l'anode pendant que les trous créés vont s'accumuler près de la cathode où ils vont participer à la création d'une charge positive à une distance  $X_p$  de l'interface injectante. Ainsi, le champ  $E_c$  à cette interface augmente, ce qui renforce le phénomène d'ionisation par impact et déclenche le processus d'avalanche conduisant au claquage de l'oxyde.

La figure II.1 illustre ce modèle dont les principales hypothèses sont :

- la structure MOS est polarisée en accumulation,
- le courant traversant l'oxyde est un courant d'électrons, le courant des trous est négligé,
- les électrons piégés et les trous créés sont localisés respectivement aux barycentres  $X_n$  et  $X_p$ ,
- les trous générés par ionisation par impact près de la cathode disparaissent par recombinaison électron-trou et n'introduisent pas de courant de déplacement.

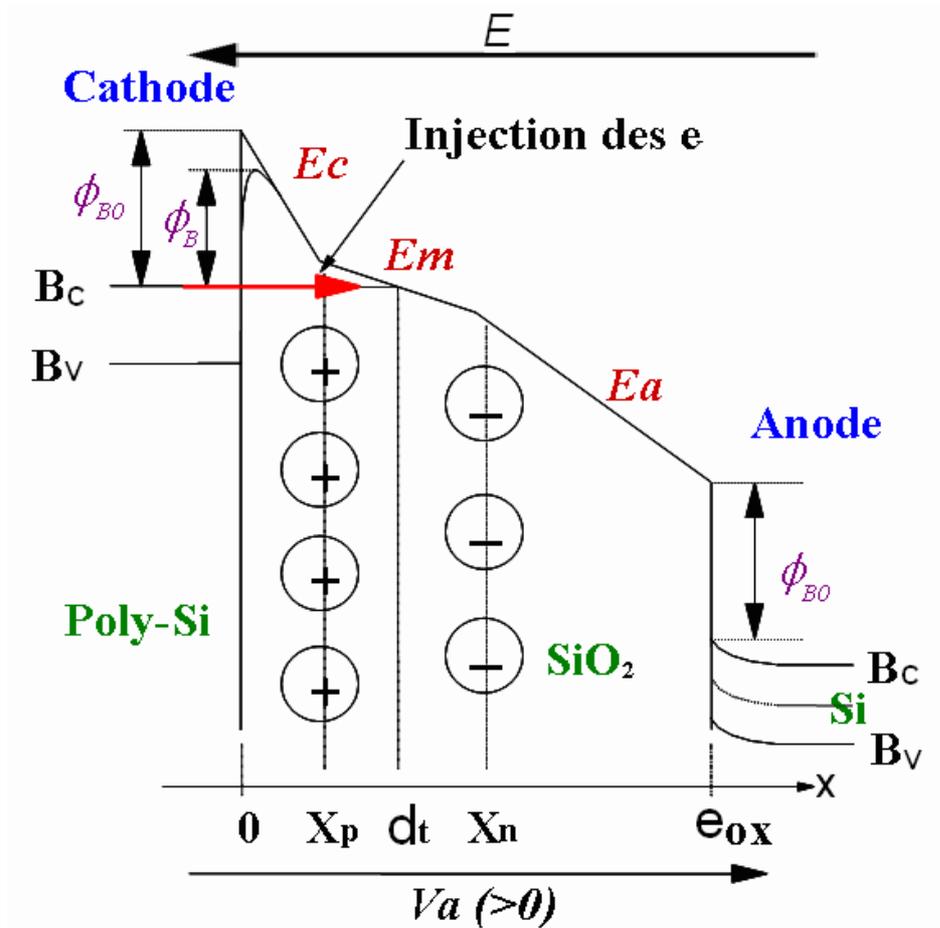


Figure II.1. Diagramme de bandes d'énergie de la structure poly-Si(n)/SiO<sub>2</sub>/Si(p).

#### II.4. DISTRIBUTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS L'OXYDE

Lorsqu'une tension est appliquée, la distribution du champ électrique à travers l'oxyde (figure II.2) peut être définie en utilisant la loi de Gauss. Elle est donnée par [1] :

$$E_c(t) = \frac{V_a(t) - \phi_{ms} - \phi_s(t)}{e_{ox}} - \frac{qn_i(t)}{\epsilon_{ox}} \left(1 - \frac{X_n}{e_{ox}}\right) + \frac{q\theta_i^+(t)}{\epsilon_{ox}} \left(1 - \frac{X_p}{e_{ox}}\right) \quad (\text{II.1})$$

$$E_m(t) = E_c(t) - \frac{q\theta_i^+(t)}{\epsilon_{ox}} \quad (\text{II.2})$$

$$E_a(t) = E_m(t) + \frac{qn_i(t)}{\epsilon_{ox}} \quad (\text{II.3})$$

où  $\phi_{ms}$  est la différence entre les travaux de sortie des deux électrodes,  $e_{ox}$  l'épaisseur de l'oxyde,  $n_i(t)$  la densité d'électrons piégés en  $X_n$ ,  $\theta_i^+(t)$  la densité de trous effectifs en  $X_p$ ,  $X_p$  et  $X_n$  sont les barycentres des charges positives et négatives respectivement,  $V_a(t)$  la tension appliquée.  $V_a(t) = \gamma t$ ,  $\gamma$  étant la vitesse de la rampe.

$\phi_s(t)$  est le potentiel de surface dans le silicium. Il peut être déduit des expressions suivantes [2] :

- pour du Si type p :

$$E_{Si}(t) = \pm \sqrt{\frac{2k_B T p}{\epsilon_{Si}}} \left[ \left( e^{-q\phi_s(t)/k_B T} + \frac{q\phi_s(t)}{k_B T} - 1 \right) + \frac{n_{i0}^2}{p^2} \left( e^{q\phi_s(t)/k_B T} - \frac{q\phi_s(t)}{k_B T} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (II.4)$$

- pour du Si type n :

$$E_{Si}(t) = \pm \sqrt{\frac{2k_B T n}{\epsilon_{Si}}} \left[ \left( e^{-q\phi_s(t)/k_B T} + \frac{q\phi_s(t)}{k_B T} - 1 \right) + \frac{n_{i0}^2}{n^2} \left( e^{q\phi_s(t)/k_B T} - \frac{q\phi_s(t)}{k_B T} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (II.5)$$

Le signe (+) est pour  $\phi_s(t) > 0$  correspondant au régime de déplétion ou d'inversion.

Le signe (-) est pour  $\phi_s(t) < 0$  correspondant au régime d'accumulation.

$k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température absolue,  $p$  et  $n$  les concentrations des porteurs dans le Si, respectivement pour le type p ou le type n,  $\epsilon_{Si}$  la permittivité diélectrique du silicium,  $n_{i0}$  la concentration intrinsèque des porteurs dans le Si,  $E_{Si}$  le champ électrique à la surface du Silicium.  $E_{Si}$  est relié à  $E_a$  par la relation suivante [1] :

$$E_{Si}(t) = \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_{Si}} E_a(t) \quad (II.6)$$

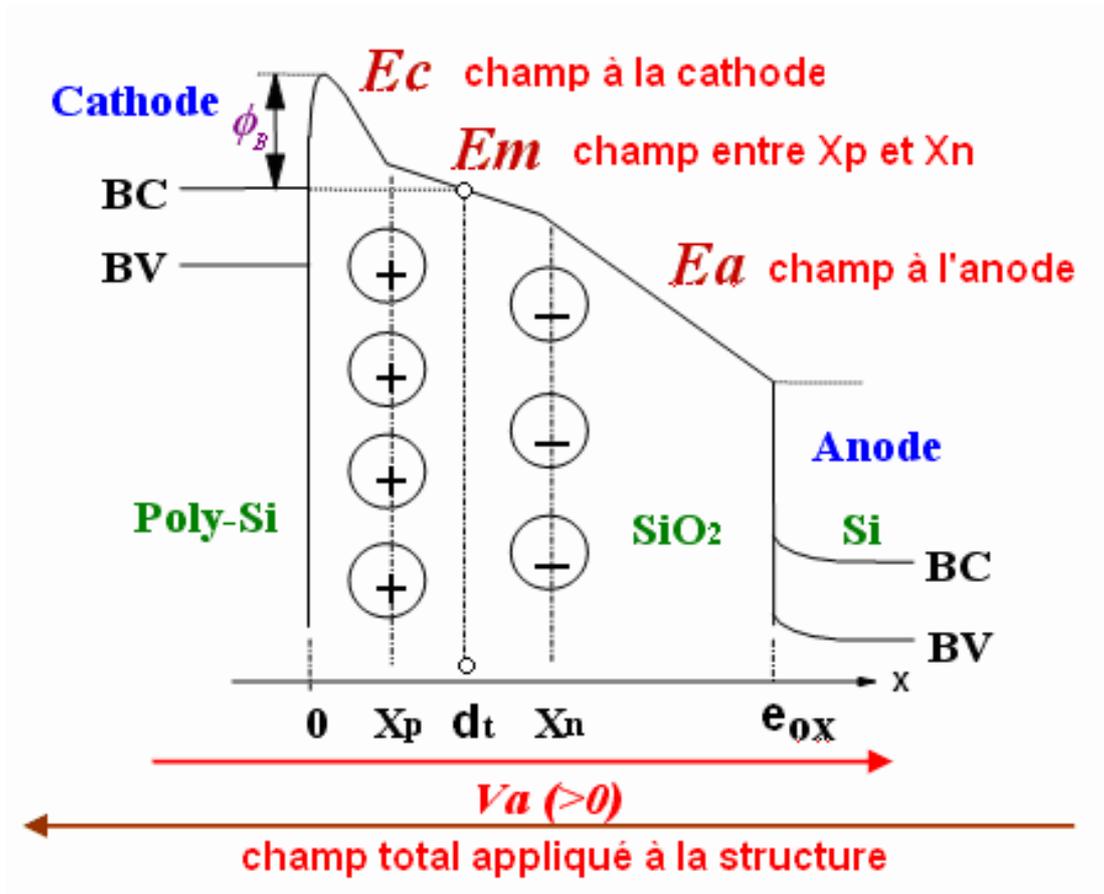


Figure II.2. Distribution du champ électrique dans le  $\text{SiO}_2$ .

## II.5. ABAISSEMENT DE LA BARRIÈRE DE POTENTIEL PAR LA FORCE IMAGE OU EFFET SCHOTTKY

Lorsqu'un électron est émis d'un matériau, il induit une charge (+q) à l'intérieur : c'est la charge image (figure II.3).

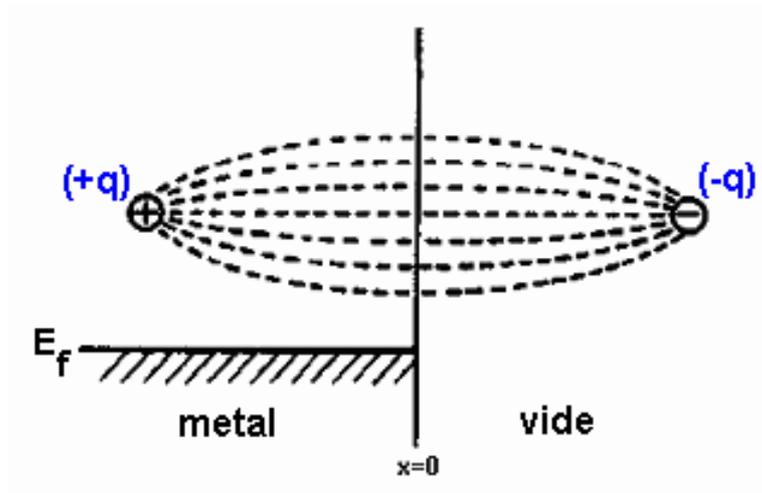


Figure II.3. Illustration schématique de la charge image.

Il en résulte une force de rétention de l'électron par le matériau, c'est l'*effet Schottky*. Cette force est appelée *force image* et le potentiel dont dérive cette force est le *potentiel image*. La force image est donnée par :

$$F_i(x) = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_{ox}x^2} \quad (\text{II.7})$$

où  $x$  est la distance à partir de la surface du métal.

L'énergie potentielle associée à cette force image est :

$$qV_i(x) = -\int_{\infty}^x F_i(x)dx = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_{ox}x} \quad (\text{II.8})$$

L'électron extrait du matériau ne passe pas brutalement à une énergie potentielle nulle mais évolue progressivement vers celle-ci à mesure que son interaction avec le matériau diminue.

Son énergie ne devient rigoureusement nulle que lorsqu'il est rejeté vers l'infini (figure II.4).

Si un champ électrique  $\vec{E}$  est appliqué au matériau, l'énergie potentielle qui en résulte s'écrit :

$$qV_a(x) = -q.E.x \quad (\text{II.9})$$

L'énergie potentielle totale sera donnée par :

$$qV(x) = qV_i(x) + qV_a(x) = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_{ox}x} - q.E.x \quad (II.10)$$

Les actions conjuguées du champ électrique et de la force image abaissent la barrière de potentiel à l'interface cathode/oxyde (figure II.5).

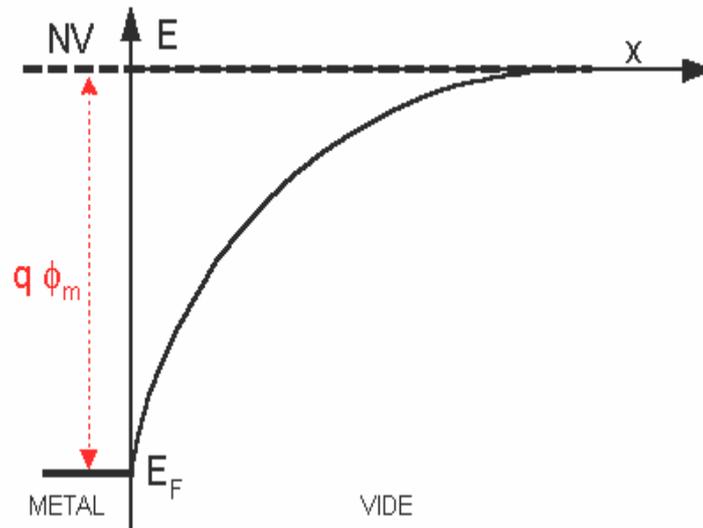


Figure II.4. *Energie potentielle sans champ électrique extérieur.*

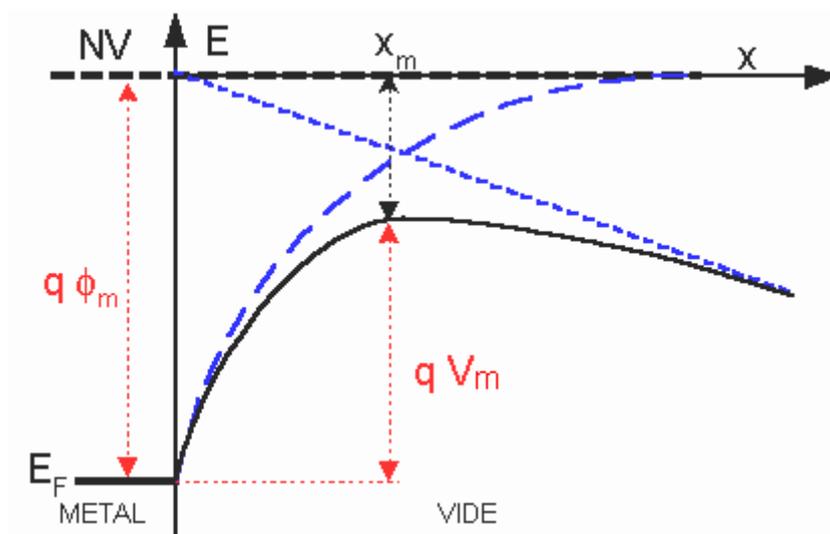


Figure II.5. *Energie potentielle avec champ électrique extérieur.*

La distance à laquelle l'énergie potentielle est maximale est obtenue en différenciant l'équation (II.10) par rapport à  $x$  et en posant le résultat égal à zéro. Cela donne :

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_{ox}E}} \quad (\text{II.11})$$

En injectant la valeur de  $x_m$  dans l'équation (II.10), nous obtenons l'énergie potentielle maximale des électrons. Elle est donnée par :

$$qV_m = -qE\sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_{ox}E}} = -2qEx_m = -q\Delta\phi_m \quad (\text{II.12})$$

où,  $\Delta\phi_m$  est la valeur de la diminution de la barrière de potentiel.

A partir de cette dernière équation, on peut déduire la valeur de  $\Delta\phi_m$ . Elle est donnée par [3] :

$$\Delta\phi_m = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_{ox}}} \quad (\text{II.13})$$

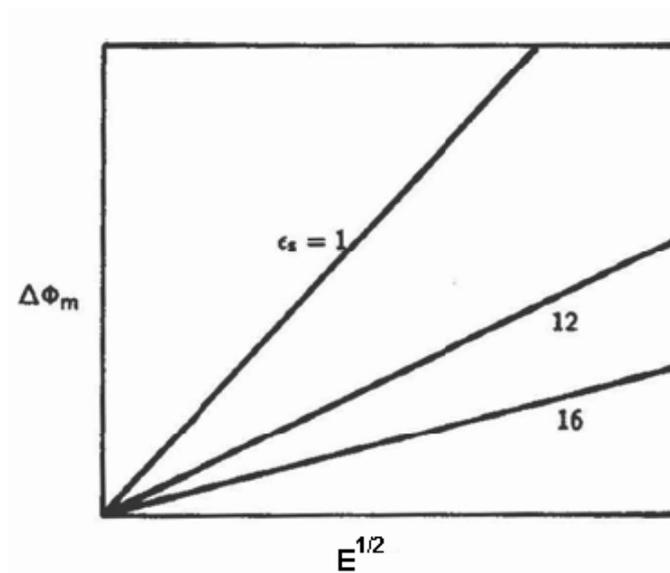
La barrière de potentiel à l'interface grille/oxyde devient dans notre cas:

$$\phi_B(t) = \phi_{B0} - \sqrt{\frac{qE_c(t)}{4\pi\epsilon_{ox}}} \quad (\text{II.14})$$

où  $\phi_{B0}$  est la barrière de potentiel sans abaissement.

Pour voir l'effet de la force image sur la barrière de potentiel, nous donnons un exemple pour deux champs électriques appliqués [4]: Pour  $E = 10^5$  V/cm, nous trouvons  $x_m = 60$  Å et  $\Delta\phi_m = 0.12$  eV et pour  $E = 10^7$  V/cm,  $x_m = 6$  Å et  $\Delta\phi_m = 1.2$  eV. Nous pouvons constater que la barrière de potentiel est fortement réduite pour les champs électriques élevés.

La figure (II.6) montre l'effet du champ électrique sur la valeur de la réduction de la barrière de potentiel (avec la constante diélectrique comme paramètre). Il est clair que plus le champ électrique augmente, plus la diminution de la barrière de potentiel est importante.



**Figure II.6.** Réduction de la barrière de potentiel en fonction de la racine carrée du champ électrique avec la constante diélectrique comme paramètre [4].

## II.6. COURANT TUNNEL FOWLER-NORDHEIM

Sous une faible polarisation, un électron issu du niveau de Fermi de la grille ne peut atteindre le substrat qu'en franchissant une barrière trapézoïdale (figure II.7.a). Compte tenu de la largeur de cette barrière, un tel événement n'a qu'une probabilité infime de se produire. Par contre, si la tension de la grille est élevée, les bandes de conduction et de valence de l'oxyde sont suffisamment inclinées et la barrière de potentiel adopte une forme triangulaire (figure II.7.b). Les électrons passent de la grille vers le substrat par effet tunnel à travers une épaisseur effective inférieure à celle de l'oxyde. Ce mécanisme de conduction est appelé injection Fowler-Nordheim (FN) par effet tunnel, il a été étudié par Fowler et Nordheim en 1928 [5].

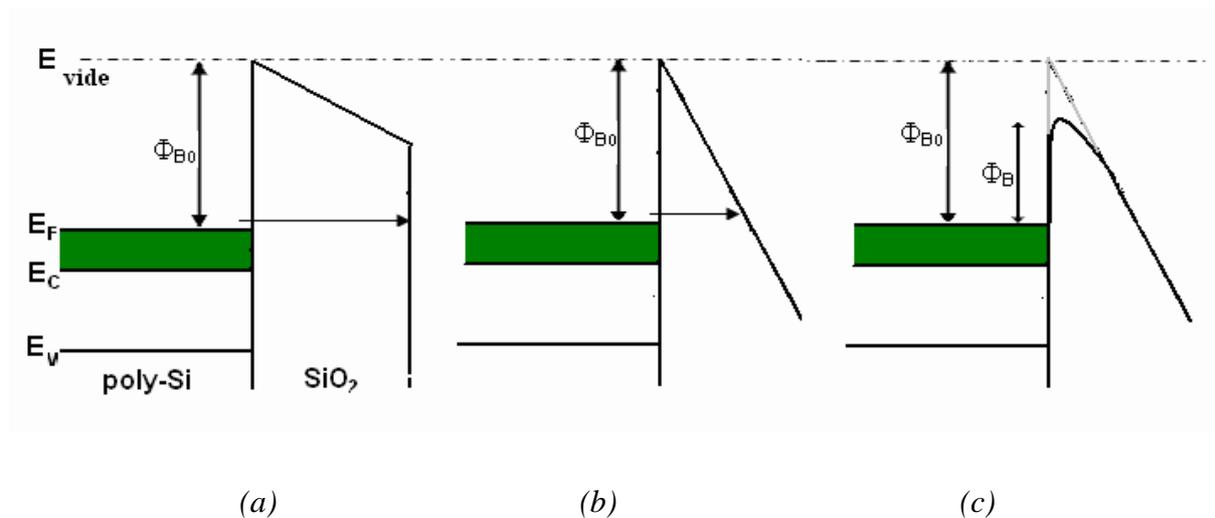
La densité du courant Fowler-Nordheim est donnée par :

$$J = AE^2 \exp\left(-\frac{B}{E}\right) \quad (\text{II.15})$$

où  $E$  est le champ électrique appliqué à l'oxyde,  $A$  et  $B$  des constantes appelées, respectivement, coefficient pré exponentiel et exponentiel et donnés par :

$$A = \frac{q^3 m}{8\pi h m^* \phi_B(t)} \text{ et } B = \frac{4\sqrt{2m^* \phi_B^3(t)}}{3hq}$$

$m$  est la masse de l'électron,  $m^*$  la masse effective de l'électron dans l'oxyde et  $h$  la constante de Planck.



**Figure II.7.** Diagramme de bandes d'énergie (a) sous polarisation faible, (b) dans le cas d'une émission FN et (c) dans le cas d'une émission F-N et en tenant compte de la force image.

Le tracé du logarithme de  $(J / E^2)$  en fonction de  $(1 / E)$  est une droite. Les coefficients  $A$  et  $B$  sont calculés à partir de la pente de cette droite et de l'intersection de celle-ci avec l'axe  $(1/E)$ , respectivement. Ils sont utilisés pour calculer la hauteur de barrière  $\phi_B$ .

En tenant compte de l'effet de la force image, la barrière de potentiel près de la cathode n'est plus triangulaire, elle est arrondie et abaissée (figure II.7(c)). Le courant d'émission Fowler-Nordheim devient [1] :

$$j(t) = \frac{q^2 m [E_c(t)]^2}{16\pi^2 h \phi_B(t) m^*} \exp \left\{ -\frac{4(2m^*)^{1/2}}{3hq} \left[ \frac{\phi_B^{3/2}(t)}{E_c(t)} + (\phi_B(t) - E_c(t) X_p)^{3/2} \left( \frac{1}{E_m(t)} - \frac{1}{E_c(t)} \right) \right] \right\} \quad (\text{II.16})$$

Notons que pour des oxydes d'épaisseur inférieure à 6 nm, la dépendance entre le courant et le champ électrique appliqué a tendance à s'éloigner de la relation (II.15). En effet, la barrière de potentiel n'est plus triangulaire mais plutôt trapézoïdale. Pour des oxydes ultra-fins  $e_{OX} < 3\text{nm}$  (distance tunnel dans le  $\text{SiO}_2$ ), le courant tunnel direct devient prépondérant.

## II.7. PIEGEAGE ET GENERATION DE PIEGES

L'injection et le transport des porteurs dans l'oxyde s'accompagnent du piégeage de charges et de la génération de pièges.

La génération de pièges est due aux porteurs qui, sous l'action d'un fort champ électrique, peuvent casser des liaisons inter-atomiques fragiles de l'interface Si/SiO<sub>2</sub> ou du volume de l'oxyde. Le développement d'une charge négative est expliqué par la capture d'électrons dans les pièges préexistants. Le développement d'une charge positive est dû au piégeage des trous générés par ionisation par impact.

La relation régissant le taux d'électrons piégés peut être exprimée par la cinétique de piégeage de premier ordre comme [1] :

$$\frac{dn_t(t)}{dt} = \frac{\sigma_t j(t)}{q} [N_t - n_t(t)] \quad (\text{II.17})$$

où  $N_t$  est la densité de pièges totale effective et  $\sigma_t$  la section de capture des pièges.

## II.8. IONISATION PAR IMPACT DANS L'OXYDE

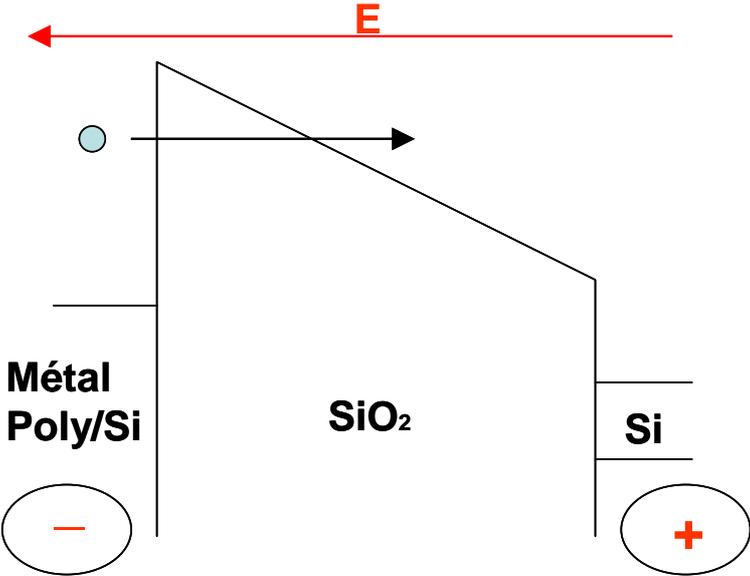
En présence d'un champ électrique suffisamment intense, certains électrons peuvent acquérir une énergie telle que leur impact sur un atome du réseau cristallin provoque la rupture de liaisons et la création de paires électron-trou (figure II.8).

L'électron et le trou nouvellement créés vont se déplacer dans l'oxyde sous l'action du champ électrique. Si une polarisation positive est appliquée, les électrons se dirigent vers le substrat et les trous vers la grille. Certains de ces trous peuvent être capturés par des pièges préexistants dans l'oxyde près de la grille. Ces charges positives, en augmentant le champ à la cathode, abaissent et amincissent la barrière de potentiel à l'interface injectante. Elles augmentent par conséquent l'injection Fowler-Nordheim des électrons dans l'oxyde ce qui conduit à un phénomène surgénérateur qui conduit au claquage.

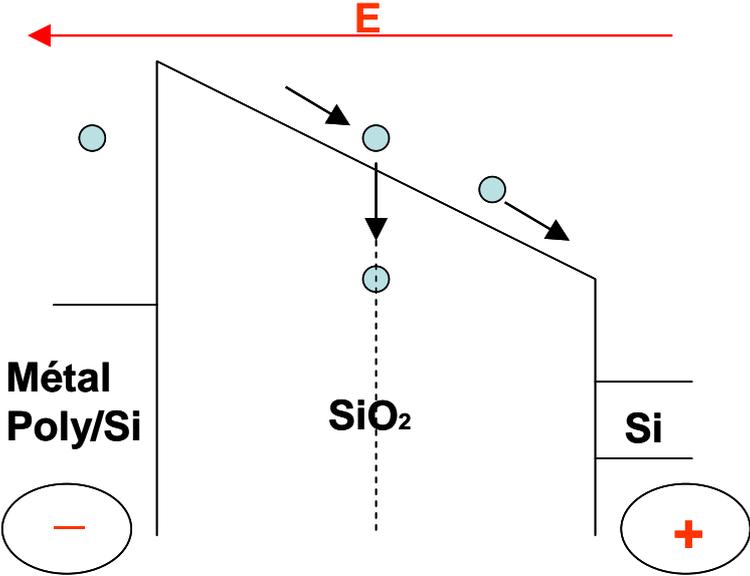
Le coefficient d'ionisation par impact des électrons dans l'oxyde dépend du champ électrique appliqué. Il peut s'exprimer par la relation suivante [1]:

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-H / E) \quad (\text{II.18})$$

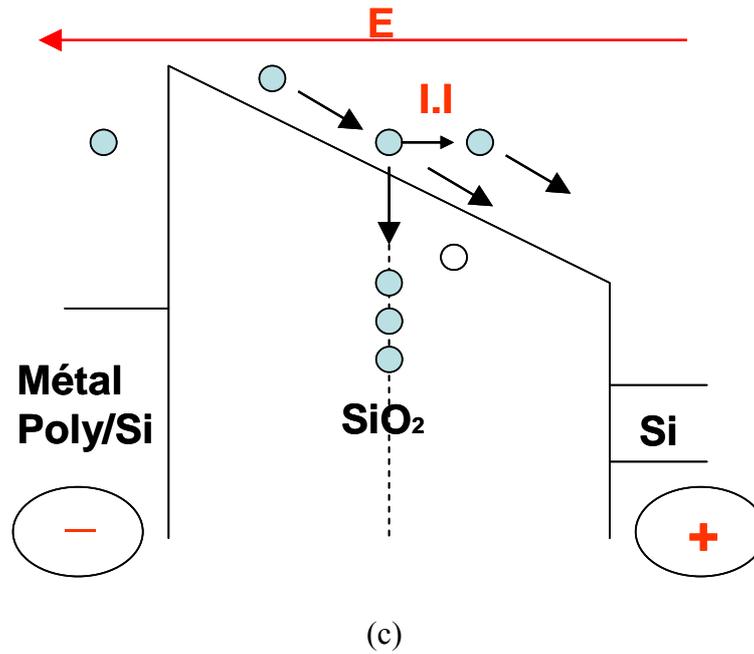
où,  $\alpha_0$  et  $H$  sont des constantes supposées être égales respectivement à  $3,3 \cdot 10^{-6}/\text{cm}$  et  $78\text{MV}/\text{cm}$ .



(a)



(b)

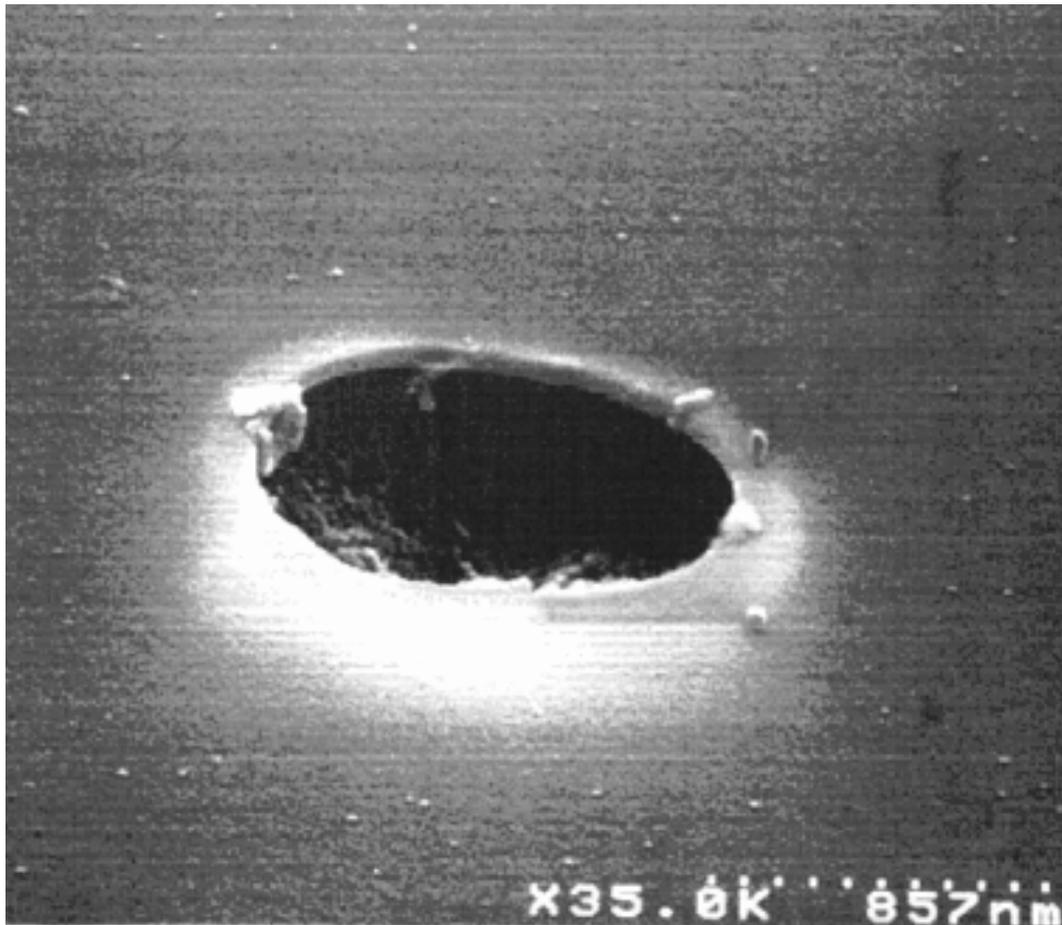


**Figure II.8.** Illustration schématique du phénomène d'ionisation par impact.

(a) l'électron ayant une énergie cinétique suffisante traverse la barrière de potentiel à l'interface injectante par effet tunnel (FN) ; (b) une partie de ces électrons est capturée par les pièges situés à une distance  $X_n$  de l'interface injectante ; (c) Lorsque le champ électrique  $E$  appliqué augmente, le phénomène d'ionisation par impact commence à faire sentir son effet, ce qui crée des paires électron-trou dans l'oxyde.

## II.9. CLAQUAGE DE L'OXYDE

Le claquage d'un diélectrique comme la silice est défini par l'augmentation brutale de sa conductivité lors d'une injection importante de porteurs ou lors de l'application d'un champ électrique élevé. Le phénomène de claquage est généralement localisé comme le montre la figure (II.9).



**Figure II.9.** *Visualisation au microscope électronique à balayage d'un claquage d'oxyde (trou d'environ 1 $\mu$ m de diamètre) [6].*

Depuis l'article de Harari publié en 1978 [7], un consensus est établi dans la littérature concernant le claquage de l'oxyde. Ce dernier a lieu après dégradation de ses propriétés. On entend par dégradation une détérioration graduelle et continue des propriétés de l'oxyde qui est la conséquence de la destruction de sa structure. Le claquage a lieu lorsqu'une accumulation de défauts dans l'oxyde devient assez importante, mais il n'existe toujours pas de consensus sur les mécanismes responsables du claquage. Parmi les modèles proposés dans la littérature, on trouve :

- "Le modèle de l'injection des trous par l'anode" [8] : selon ce modèle, les électrons injectés lors de l'application d'une tension aux bornes du diélectrique génèrent des trous à l'anode par ionisation par impact. Sous l'effet du champ électrique, ces trous vont se déplacer dans l'oxyde vers la cathode. Le claquage se produit lorsqu'une quantité critique de trous est atteinte. Cette quantité a été évaluée autour de  $0,1 \text{ C/cm}^2$ .
- "Le modèle de génération de pièges à électrons" [9] : celui-ci stipule qu'une densité critique de pièges à électrons générés lors d'une contrainte de tension ou de courant est nécessaire pour déclencher le claquage.

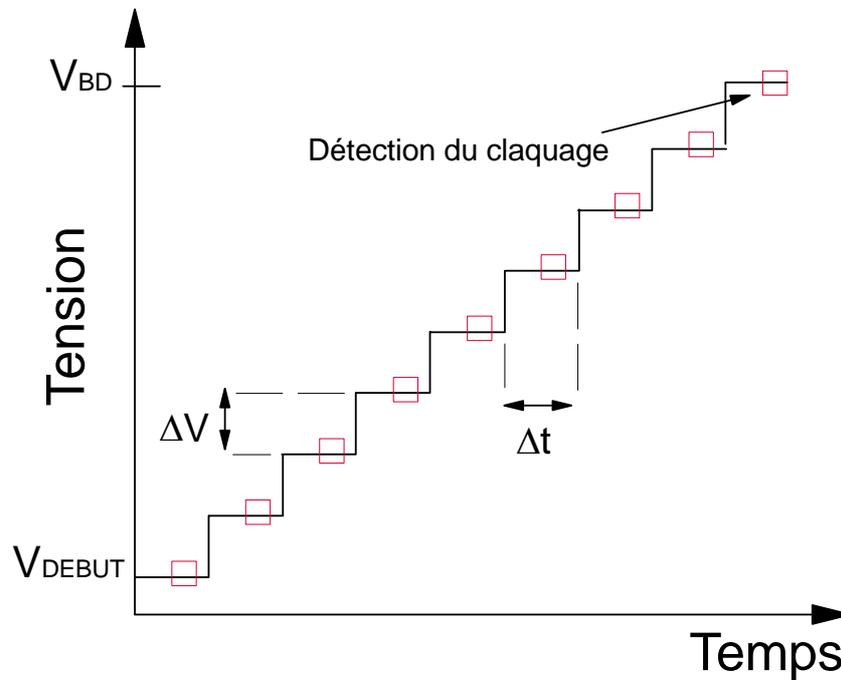
Lors de l'application d'une tension en rampe en escalier (LRVS) aux bornes de l'oxyde (figure II.10), le claquage du diélectrique est détecté de deux façons :

- ou bien le courant enregistré lors de l'application de la rampe augmente brusquement (variation "hard"), ce qui se produit pour les fortes épaisseurs (figure II.11(a)),
- ou bien on définit un courant critique à ne pas dépasser pour les faibles épaisseurs (figure II.11(b)).

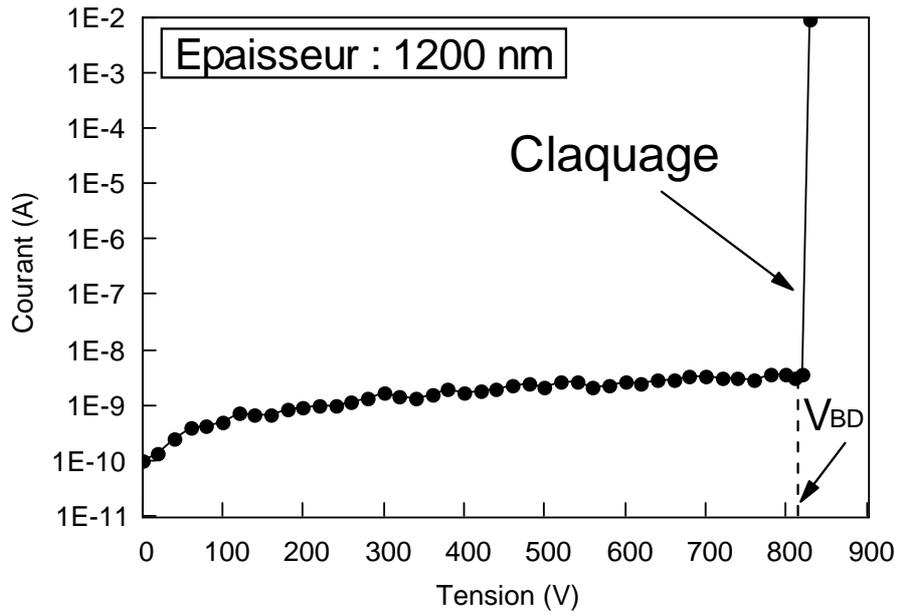
Ainsi, on détermine la tension de claquage nommée  $V_{BD}$  (*breakdown voltage*).

La méthode LRVS est la plus utilisée dans l'industrie pour caractériser les diélectriques, car elle est rapide et elle permet d'avoir une bonne résolution sur les deux modes de claquage, intrinsèque et extrinsèque. Cette méthode est utilisée chez STMicroelectronics à Tours (France) pour étudier la fiabilité des diélectriques [10]. Le principe de la méthode consiste à appliquer au diélectrique une rampe linéaire de tension jusqu'à ce que le claquage soit détecté. Deux paramètres caractérisent cette rampe de tension : le pas d'incrémentations  $\Delta V$  et la durée  $\Delta t$  de l'application du  $\Delta V$  (figure II.10). On définit ainsi

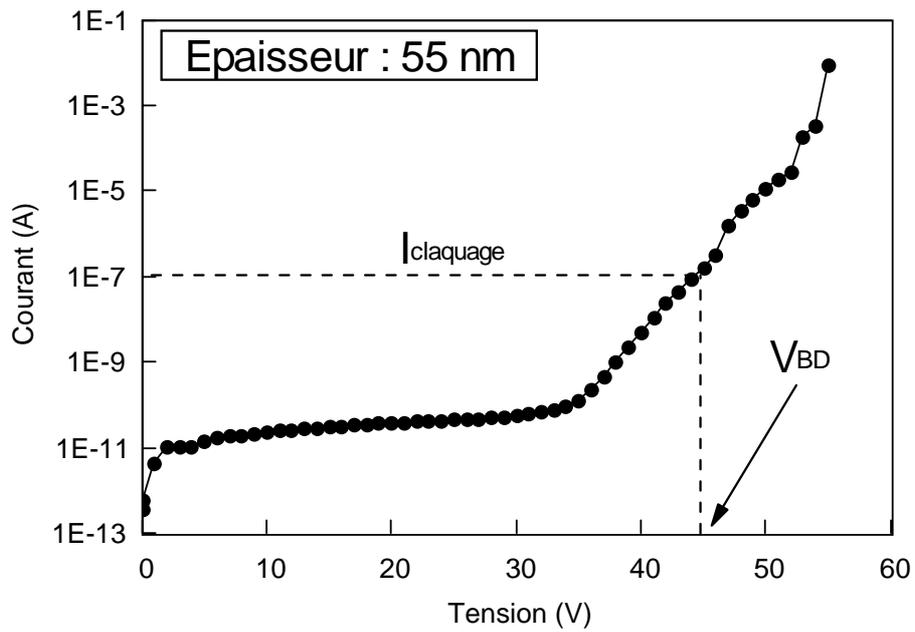
la vitesse de la rampe par le rapport  $\Delta V/\Delta t$ . Généralement, la vitesse de la rampe est comprise entre 0,1 et 100 V/s.



**Figure II.10.** *Forme de la rampe linéaire de tension (LRVS).*



(a)



(b)

**Figure II.11.** Caractéristique courant-tension pour un oxyde d'épaisseur (a) 1200 nm et (b) 55nm en utilisant la méthode LRVS [10].

## II.10. RECOMBINAISON ELECTRON-TROU

Le taux de trous générés par ionisation par impact est donné par [1] :

$$\frac{d\theta_{it}^+(t)}{dt} = \frac{\alpha_0 j(t)}{q} \{ (X_n - d_t) \exp[-H / E_m(t)] + (e_{ox} - X_n) \exp[-H / E_a(t)] \} \quad (\text{II.19})$$

Ces trous forment de nouveaux pièges pouvant capturer les électrons arrivant par recombinaison électron-trou. Le taux de ce processus peut s'écrire [1]:

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \frac{j(t)\sigma_i}{q} [\theta_{it}^+(t) - n_i(t)] \quad (\text{II.20})$$

où  $n_i(t)$  est la densité d'électrons recombines,  $\sigma_i$  la section de capture par recombinaison,  $\theta_{it}^+(t)$  la densité totale de trous générés par ionisation par impact et  $d_t$  la distance parcourue par effet tunnel.

Ainsi, la densité de trous effectifs est [1] :

$$\theta_i^+(t) = \theta_{it}^+(t) - n_i(t) \quad (\text{II.21})$$

## II.11. COURANT TOTAL DANS L'OXYDE

Le courant total qui circule à travers l'oxyde est la somme de trois courants :

- courant de déplacement,
- courant dû au mouvement des électrons générés par ionisation par impact,
- courant tunnel Fowler-Nordheim.

Il est donné par la relation suivante [1]:

$$I(t) = C_{ox} \frac{dV_a(t)}{dt} + qA \frac{d\theta_{it}^+(t)}{dt} + A_j(t) \quad (\text{II.22})$$

où  $C_{ox}$  est la capacité de la couche d'oxyde et  $A$  sa surface.

Le courant de déplacement dans un diélectrique est dû au déplacement des charges électriques causé par une variation de contraintes extérieures qui, dans notre cas, est une variation de tension.

## II.12. VARIATION DE LA TENSION DE BANDES PLATES

La tension de bandes plates  $V_{FB}$  varie en fonction des densités d'électrons piégés et de trous générés. Les variations positive et négative sont données par les équations (II.23) et (II.24) respectivement [1] :

$$\Delta V_{FB}^+ = \frac{q}{\epsilon_{ox}} [n_i(t)(e_{ox} - X_n) - \theta_i^+(t)(e_{ox} - X_p)] \quad (\text{II.23})$$

$$\Delta V_{FB}^- = -\frac{q\theta_{it}^+(t)}{\epsilon_{ox}} (e_{ox} - X_p) \quad (\text{II.24})$$

### III.1. INTRODUCTION

Notre objectif dans cette partie portera sur les actions suivantes :

- parvenir à résoudre le système d'équations présentées au chapitre précédent ( équations II.1, II.2, II.3, II.4, II.6, II.14, II.16, II.17, II.19, II.20, II.21) et simuler le comportement d'une structure de type capacité MOS lors de l'application d'une rampe linéaire de tension, jusqu'au claquage,
- reproduire les résultats obtenus par Chen et Wu dans leur publication [1],
- corriger les paramètres physiques du système afin d'ajuster les courbes I-V simulées sur celles obtenues expérimentalement avec d'autres valeurs d'épaisseur d'oxyde.

Ainsi, nous allons tout d'abord présenter le modèle tel qu'il est apparu dans l'article [1]. Puis nous allons apporter les corrections nécessaires sur certaines équations du modèle qui comportaient certaines erreurs. Ensuite, nous allons entamer la résolution du système d'équations que nous avons décomposé en trois parties : traitement mathématique, traitement numérique puis traitement informatique.

### III.2. PRESENTATION DU MODELE DE CHEN ET WU

Le système d'équations utilisé proposé par C.F. Chen et C.Y. Wu [1] pour modéliser le comportement de capacités d'oxyde lors de l'application d'une rampe linéaire de tension est constitué de 11 équations dont 3 sont différentielles. Nous nous sommes aussi appuyés sur une publication de S. Kanitz [2], travaillant pour Siemens (à Dresde, en Allemagne), parue en 1997, qui reprend les équations de l'article précédent et simule lui aussi le comportement de structures MOS sur substrat n pour des composants de puissance. Dans l'article [1], les auteurs ont utilisé une structure de type capacité MOS avec une épaisseur d'oxyde comprise entre 9.2 et 19.6 nm.

Le système d'équations original [1] à résoudre est le suivant :

$$E_c(t) = \frac{V_a(t) - \phi_{ms} - \phi_s(t)}{e_{ox}} - \frac{qn_i(t)}{\epsilon_{ox}} \left(1 - \frac{X_n}{e_{ox}}\right) + \frac{q\theta_i^+(t)}{\epsilon_{ox}} \left(1 - \frac{X_p}{e_{ox}}\right)$$

$$E_m(t) = E_c(t) - \frac{q\theta_i^+(t)}{\epsilon_{ox}}$$

$$E_a(t) = E_m(t) + \frac{qn_i(t)}{\epsilon_{ox}}$$

$$E_{Si}(t) = \pm \sqrt{\frac{2k_B T p}{\epsilon_{Si}} \left[ \left( e^{-q\phi_s(t)/k_B T} + \frac{q\phi_s(t)}{k_B T} - 1 \right) + \frac{n_{i0}^2}{p^2} \left( e^{q\phi_s(t)/k_B T} - \frac{q\phi_s(t)}{k_B T} - 1 \right) \right]^{1/2}}$$

$$E_{Si}(t) = \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_{Si}} E_a(t)$$

$$\phi_B(t) = \phi_{B0} - \sqrt{\frac{qE_c(t)}{4\pi\epsilon_{ox}}}$$

$$j(t) = \frac{q^3 m [E_c(t)]^2}{16\pi^2 h \phi_B(t) m^*} \exp \left\{ -\frac{4(2m^*)^{1/2}}{3hq} \left[ \frac{\phi_B^{3/2}(t)}{E_c(t)} + \left( \phi_B(t) - qE_c(t) \bar{X}_p \right)^{3/2} \left( \frac{1}{E_m(t)} - \frac{1}{E_c(t)} \right) \right] \right\}$$

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \frac{j(t)\sigma_i}{\sigma} [\theta_{it}^+(t) - n_i(t)]$$

$$\theta_{it}^+(t) = \frac{\alpha_0 j(t)}{q} \left\{ (X_n - d_i) \exp[-H / E_m(t)] + (e_{ox} - X_n) \exp[-H / E_a(t)] \right\}$$

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \frac{\sigma_i j(t)}{q} [N_i - n_i(t)]$$

$$\theta_i^+(t) = \theta_{it}^+(t) - n_i(t)$$

Les variables de ce système d'équations sont :

$E_c, E_a, E_m, E_{Si}$  exprimées en V/cm,  $j$  en A/cm<sup>2</sup>,  $\phi_s$  et  $\phi_B$  en V,  $\theta_{it}^+$  et  $\theta_i^+$  ainsi que  $n_i$  et  $n_i$ , en cm<sup>-2</sup>.

Le Tableau III.1 reprend la liste des constantes physiques et des paramètres du système.

Constantes		Valeur	Unité
	$\hbar$	$1.054 \cdot 10^{-34}$	J.s
	$q$	$1.602 \cdot 10^{-19}$	C
	$k_B$	$1.38 \cdot 10^{-23}$	J.K <sup>-1</sup>
	$m$	$9.1 \cdot 10^{-31}$	Kg
	$m^*$	$0.5m$	Kg
	$\varepsilon_{ox}$	$3.451 \cdot 10^{-13}$	F.cm <sup>-1</sup>
	$\varepsilon_{Si}$	$1.062 \cdot 10^{-12}$	F.cm <sup>-1</sup>

Paramètres			
	$\phi_{ms}$	-0.6	V
	$\phi_{B0}$	3.1 à 3.2	V
	$e_{ox}$	$10^{-6}$ à $50 \cdot 10^{-6}$	cm
	$X_p$	$\cong 0.25e_{ox}$	cm
	$X_n$	$\cong 0.5e_{ox}$	cm
	$d_t$	$\cong 3.5 \cdot 10^{-7}$	cm
	$T$	300	K
	$p$	$2.9 \cdot 10^{15}$	cm <sup>-3</sup>
	$\sigma_i$	$10^{-12}$ à $10^{-16}$	cm <sup>2</sup>
	$\sigma_t$	$10^{-11}$ à $10^{-17}$	cm <sup>2</sup>
	$N_t$	$10^{11}$ à $5 \cdot 10^{+13}$	cm <sup>-2</sup>
	$n_{i0}$	$10^{+10}$	cm <sup>-3</sup>
	$\alpha_0$	$3.3 \cdot 10^{-6}$	cm <sup>-1</sup>
	$H$	$78 \cdot 10^6$	V.cm <sup>-1</sup>
	$A$	$10^{-4}$	cm <sup>2</sup>
	$\gamma$	0.01 à 5	V.s <sup>-1</sup>
	$C_{ox}$	$\varepsilon_{ox} \cdot A / e_{ox}$	F

Tableau III.1. Constantes et paramètres physiques du système.

### III.3. CORRECTIONS APPORTEES AU MODELE

Nous avons dès le début essayé d'implémenter ce système (sous sa forme "brute"), dans MATLAB, mais il est rapidement apparu que les fonctions internes du logiciel étaient inadaptées pour la résolution de tels ensembles d'équations. En effet, MATLAB possède des fonctions qui permettent de résoudre des systèmes d'équations différentielles, des systèmes d'équations linéaires, mais à notre connaissance, il ne lui est pas possible de résoudre directement des systèmes mixtes. De plus, les fonctions citées font partie de la "Symbolic Toolbox" et cherchent d'abord la solution symbolique d'une équation ou d'un système, avant de proposer une solution numérique si elles échouent dans leur première tentative. Ceci consomme inutilement du temps machine quand on sait dès le départ que le système n'est pas soluble de manière symbolique.

Les premiers résultats obtenus ne furent guère encourageants puisque nous n'arrivions absolument pas à reproduire les courbes obtenues dans [1]. Nous avons donc décidé de reprendre les équations du modèle une à une et de les étudier plus en détail. C'est ainsi que nous avons pu mettre en évidence certaines erreurs. Ces erreurs sont essentiellement d'homogénéité.

La partie qui suit est donc une exposition des équations du système corrigées. Les termes comportant des erreurs sont écrits en couleur rouge ; les corrections sont ensuite apportées en présentant les équations avec les termes adéquats.

$$1) \quad j(t) = \frac{q^3 m [E_c(t)]^2}{16\pi^2 h \phi_B(t) m^*} \exp \left\{ -\frac{4(2m^*)^{1/2}}{3hq} \left[ \frac{\phi_B^{3/2}(t)}{E_c(t)} + \left( \phi_B(t) - qE_c(t) X_p \right)^{3/2} \left( \frac{1}{E_m(t)} - \frac{1}{E_c(t)} \right) \right] \right\}$$

Dans cette équation,  $\phi_B$  est exprimé en Joules, alors qu'il devrait être exprimé en Volts. Afin de rester cohérents, nous avons corrigé l'équation de manière à exprimer  $\phi_B$  en Volts. Ainsi, le  $q^3$  est remplacé par  $q^2$  et  $q$  dans le terme  $qE_c(t)X_p$  doit être supprimé. Cette équation devient :

$$j(t) = \frac{q^2 m [E_c(t)]^2}{16\pi^2 h \phi_B(t) m^*} \exp \left\{ -\frac{4(2m^*)^{1/2}}{3hq} \left[ \frac{\phi_B^{3/2}(t)}{E_c(t)} + \left( \phi_B(t) - E_c(t) X_p \right)^{3/2} \left( \frac{1}{E_m(t)} - \frac{1}{E_c(t)} \right) \right] \right\}$$

$$2) \quad \frac{dn_i(t)}{dt} = \frac{j(t)\sigma_i}{\sigma} [\theta_{ii}^+(t) - n_i(t)]$$

Dans cette équation, le dénominateur du terme situé à droite est une section exprimée en  $\text{cm}^2$ , alors qu'il devrait être une charge électrique exprimée en C. Ainsi, elle devient :

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \frac{j(t)\sigma_i}{q} [\theta_{ii}^+(t) - n_i(t)]$$

$$3) \quad \theta_{ii}^+(t) = \frac{\alpha_0 j(t)}{q} \left\{ (\bar{X}_n - T_i) \exp[-H / E_m(t)] + (T_{ox} - \bar{X}_n) \exp[-H / E_a(t)] \right\}$$

Dans cette équation, le premier terme devrait être une différentielle. Ainsi, elle devient :

$$\frac{d\theta_{ii}^+(t)}{dt} = \frac{\alpha_0 j(t)}{q} \left\{ (\bar{X}_n - T_i) \exp[-H / E_m(t)] + (T_{ox} - \bar{X}_n) \exp[-H / E_a(t)] \right\}.$$

Ainsi Le système d'équations corrigé devient :

$$j = \frac{q^2 m E_c^2}{16 \pi^2 h \phi_B m^*} \exp \left\{ -\frac{4(2m^*)^{1/2}}{3 h q} \left[ \frac{\phi_B^{3/2}}{E_c} + (\phi_B - E_c X_p)^{3/2} \left( \frac{1}{E_m} - \frac{1}{E_c} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

$$E_a = \pm \sqrt{\frac{2 \varepsilon_{Si} k_B T p}{\varepsilon_{ox}^2} \left[ \left( e^{-q \phi_s / k_B T} + \frac{q \phi_s}{k_B T} - 1 \right) + \frac{n_{i0}^2}{p^2} \left( e^{q \phi_s / k_B T} - \frac{q \phi_s}{k_B T} - 1 \right) \right]^{1/2}} \quad (2)$$

$$E_c = \frac{V_a - \phi_{ms} - \phi_s}{\varepsilon_{ox}} - \frac{q n_t}{\varepsilon_{ox}} \left( 1 - \frac{X_n}{\varepsilon_{ox}} \right) + \frac{q(\theta_{it}^+ - n_i)}{\varepsilon_{ox}} \left( 1 - \frac{X_p}{\varepsilon_{ox}} \right) \quad (3)$$

$$E_m = E_c - \frac{q(\theta_{it}^+ - n_i)}{\varepsilon_{ox}} \quad (4)$$

$$E_a = E_m + \frac{q n_t}{\varepsilon_{ox}} \quad (5)$$

$$\phi_B = \phi_{B0} - \sqrt{\frac{q E_c}{4 \pi \varepsilon_{ox}}} \quad (6)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{j \sigma_i}{q} [\theta_{it}^+ - n_i] \quad (D1)$$

$$\frac{dn_t}{dt} = \frac{\sigma_t j}{q} [N_t - n_t] \quad (D2)$$

$$\frac{d\theta_{it}^+}{dt} = \frac{\alpha_0 j}{q} \left\{ (X_n - d_t) \exp[-H/E_m] + (\varepsilon_{ox} - X_n) \exp[-H/E_a] \right\} \quad (D3)$$

Equations éliminées :

$$\theta_i^+ = \theta_{it}^+ - n_i$$

$$E_{Si} = \frac{\varepsilon_{ox}}{\varepsilon_{Si}} E_a$$

### III.4. TRAITEMENT MATHEMATIQUE DU SYSTEME

La résolution mathématique du système passe par les étapes suivantes :

- Par des éliminations successives, nous ramenons le système complet à un nouveau système de trois équations différentielles en fonction de  $n_i, n_t, \theta_{it}^+$  et  $j$  :

$$\begin{cases} \frac{dn_i}{dt} = f(n_i, n_t, \theta_{it}^+, j) \\ \frac{dn_t}{dt} = f(n_i, n_t, \theta_{it}^+, j) \\ \frac{d\theta_{it}^+}{dt} = f(n_i, n_t, \theta_{it}^+, j) \end{cases}$$

- Pour chacune de ces équations différentielles, nous appliquons la méthode d'Euler afin de déterminer  $n_i, n_t$  et  $\theta_{it}^+$ .
- Les valeurs obtenues sont injectées dans l'équation non linéaire suivante :

$$f(n_i, n_t, \theta_{it}^+, E_c) = 0$$

- Pour déterminer la valeur de  $E_c$ , nous appliquons la méthode de Newton-Raphson à l'équation :

$$f(E_c) = 0$$

- Une fois  $E_c$  déterminé, tous les autres paramètres peuvent être calculés.

### III.5. TRAITEMENT NUMERIQUE DU SYSTEME

Suite à ce qui précède, il nous est finalement apparu plus facile de programmer nous-mêmes la résolution de ce système. Les équations différentielles étant du premier ordre et peu compliquées, une simple méthode d'Euler permet la résolution de chacune des équations différentielles (tout en gardant en réserve l'option d'une méthode de Runge-Kutta si les calculs s'avéraient trop longs ou insatisfaisants). Pour la résolution du reste du système (équations parfois fortement non-linéaires), nous avons choisi la méthode de Newton-Raphson. Ces deux méthodes

de résolution numérique sont extrêmement classiques et leurs algorithmes se trouvent aisément dans n'importe quel livre d'analyse numérique.

### III.5.1. méthode de Newton-Raphson

La méthode de *Newton* ou méthode de *Newton-Raphson* est un algorithme efficace pour trouver des approximations d'un zéro d'une fonction d'une variable réelle à valeurs réelles.

#### III.5.1.1. Principe de la méthode

Supposons une fonction  $f(x)$  continûment dérivable et que sa dérivée peut être calculée facilement. La méthode consiste à approcher  $f(x)$  au point de coordonnées  $(x_i, f(x_i))$  par sa tangente :

$$f(x) = f'(x_i).(x - x_i) + f(x_i)$$

Nous déduisons de  $f(x) = 0$  :

$$x = x_i - \frac{f(x_i)}{f'(x_i)}$$

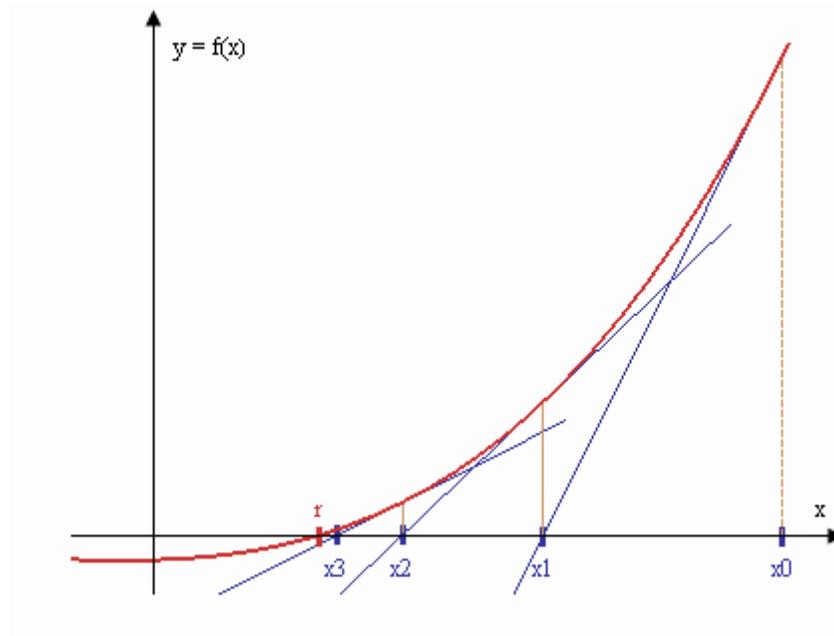
Or, la valeur de  $x$  est précisément la prochaine approximation  $x_{i+1}$ . Nous déduisons, sous forme itérative, que :

$$x_{i+1} = x_i - \frac{f(x_i)}{f'(x_i)}$$

#### III.5.1.2. Interprétation géométrique de la méthode de Newton-Raphson

Le choix d'une première valeur  $x_0$  approchée du zéro recherché,  $r$ , détermine un premier point  $(x_0, f(x_0))$  sur la courbe qui sera considéré comme un premier point de tangence. Ce nombre  $x_0$  est appelé **amorce** du procédé itératif de Newton-Raphson. L'abscisse  $x_1$  du point d'intersection de la première tangente avec l'axe des  $x$  sera considérée comme une deuxième valeur du zéro à localiser. A son tour, cette valeur permettra de considérer un deuxième point de

tangente  $(x_1, f(x_1))$ . L'abscisse  $x_2$  du point d'intersection de la deuxième tangente avec l'axe des  $x$  sera considérée comme une troisième valeur approchée de  $r$ . En poursuivant ce procédé itérativement, nous obtiendrons une séquence de différentes valeurs  $x_0, x_1, x_2, x_3, \dots$  qui vont se rapprocher de plus en plus d'un zéro réel de la fonction  $f$ .



**Figure III.1.** *Interprétation géométrique de la méthode de Newton-Raphson.*

### III.5.1.3. Avantage et inconvénient de la méthode de Newton-Raphson

L'intérêt de la méthode de Newton-Raphson est qu'elle est quadratique c'est-à-dire que le nombre de chiffres significatifs double à chaque itération.

En revanche, si la fonction présente un extremum local, il y a risque que jamais la méthode ne converge car alors la valeur de la dérivée est nulle et le nouveau point n'est pas plus proche du zéro mais tend vers l'infini.

### III.5.2. méthode d'Euler

La méthode d'Euler est une méthode numérique pour résoudre par approximations des équations différentielles de premier ordre avec une condition initiale.

#### III.5.2.1. Principe de la méthode

Soit à résoudre l'équation différentielle suivante :

$$\begin{cases} \frac{dy}{dx} = f(y, x) \\ y(0) = y_0 \end{cases}$$

Le développement en série de Taylor de  $y(x + \Delta x)$  au voisinage de  $x$  au premier ordre donne :

$$y(x + \Delta x) = y(x) + \Delta x \cdot \frac{dy}{dx} = y(x) + \Delta x \cdot f(y, x)$$

Pour  $\Delta x$  constant, nous avons, sous forme itérative :

$$y_{i+1} = y_i + \Delta x \cdot f(y_i, x_i)$$

$y$  est connue pour  $x = 0$  donc la fonction  $y(x)$  peut être déterminée pour toute autre valeur de  $x$ .

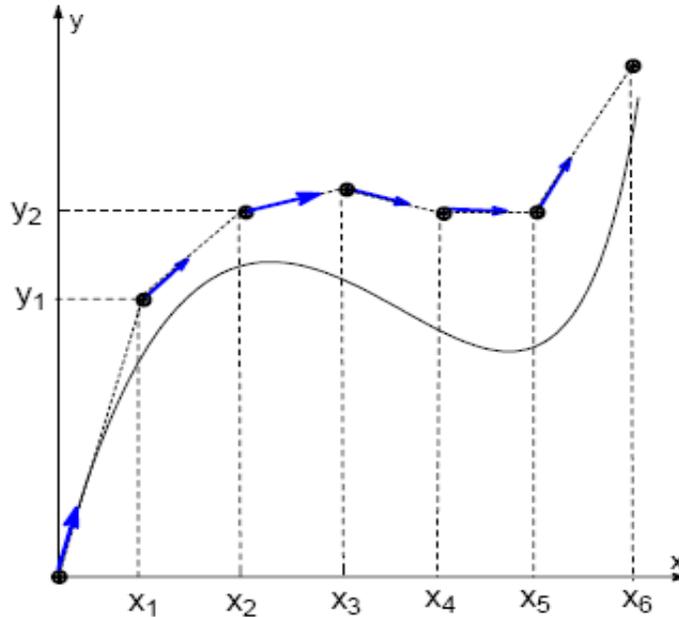
#### III.5.2.2. Interprétation géométrique de la méthode d'Euler

Si nous notons  $h$  le pas de discrétisation en  $x$ , la méthode d'Euler définit deux suites :

- une première suite qui définit les valeurs de  $x$  :
  - terme initial :  $x_0$
  - relation de récurrence :  $x_{i+1} = x_i + h$
- une deuxième qui définit les valeurs de  $y$  :
  - terme initial :  $y_0$
  - relation de récurrence :  $y_{i+1} = y_i + h f(x_i, y_i)$

Le point  $(x_0, y_0)$  est le premier point sur la courbe représentative de la fonction recherchée. Pour chaque valeur  $x_i$ , nous calculons la valeur  $y_i$  correspondante puis nous traçons la tangente de la courbe en ce point  $(x_i, y_i)$ .

A partir des différentes tangentes aux points  $x_0, x_1, x_2, \dots$ , nous pouvons déduire la courbe approximative représentant la fonction.



**Figure III.2.** *Interprétation géométrique de la méthode d'Euler.*

### III.5.2.3. Avantage et inconvénient de la méthode d'Euler

La méthode d'Euler est la plus simple des méthodes de résolution des équations différentielles. Malheureusement, sa simplicité est proportionnelle à son imprécision. Cependant, les méthodes plus avancées de résolution d'équations différentielles s'appuient généralement sur la méthode d'Euler.

Plus le pas de temps est faible, plus les calculs sont précis mais longs. Il faut donc déterminer un pas de temps qui allie rapidité et précision.

## III.6. TRAITEMENT INFORMATIQUE DU SYSTEME

La résolution numérique du système d'équations a été effectuée sur un micro-ordinateur équipé d'un microprocesseur Intel Pentium P3 1GHz, disposant de 512 Mo de mémoire RAM et tournant sous Windows XP. Le logiciel utilisé est le Matlab version 5.1. Matlab est un langage de programmation apparenté au C, possédant en standard des bibliothèques de fonctions mathématiques, ce qui permet théoriquement de ne pas avoir à programmer soi-même les outils numériques nécessaires. Nous avons choisi le logiciel MATLAB pour sa convivialité, de plus Kanitz l'a utilisé pour la résolution du système d'équations traitant de ce domaine.

### III.6.1. Description du logiciel Matlab (voir annexe) [3]

### III.6.2. Résolution du système d'équations

Le programme réalisé sous MATLAB comporte six parties, dont nous allons rapidement exposer le rôle et le fonctionnement :

(1) La première phase est une phase de déclaration des constantes physiques et des paramètres du programme.

```
% entrée des constantes :
h_barre = 1.054e-34;      % Constante de Planck/2pi (J.s)
q = 1.602e-19;          % Charge de l'electron (C)
Kb = 1.38e-23;          % Constante de Boltzmann (J/K)
m = 0.91e-30;           % Masse de l'électron (Kg)
meff = 0.5*m;           % Masse effective (Kg)
Epsilon_ox = 3.451e-13;  % Permittivité diélectrique de l'oxyde (F/cm)
Epsilon_si = 1.062e-12; % Permittivité diélectrique du Si (F/cm)
Phi_ms = 0;             % D.d.p. entre les électrodes (V)
Phi_B0 = 3.15;          % Hauteur de barrière (sans l'abaissement) (V)
eox = 10e-7;            % Epaisseur de l'oxyde (cm)
Xp = 25e-8;             % Abscisse du barycentre des trous générés (cm)
Xn = 0.5*eox;           % Abscisse du barycentre des électrons piégés (cm)
dt = 35e-8;            % Distance tunnel (cm)
T = 300;                % Température (K)
p = 2.9e15;             % Concentration des porteurs majoritaires
                        % (substrat p) (cm-3)
n = 2.9e15;            % Concentration des porteurs majoritaires
                        % (substrat n) (cm-3)
Sigma_i = 1e-15;        % Section efficace de recombinaison (cm2)
Sigma_t = 1e-17;        % Section efficace de capture des pièges (cm2)
Nt = 5e12;              % Densité de pièges effective totale (cm-2)
ni0 = 1e10;            % Concentration intrinsèque des porteurs
```

### Chapitre III : Résolution du système d'équations

```
                                dans le Si(cm-3)
Alpha0 = 3.3e-6;                % Coefficient d'ionisation par impact (cm-1)
H = 78e6;                       % Constante (V/cm)
Gamma = +0.1;                   % Pente de la rampe de tension (V/s)
A=1e-4;                          % Surface de la capacité (cm2)
Cox=Epsilon_ox*A/eox;           % Capacité de l'épaisseur d'oxyde(F)
Roox=1e19;                       % Résistivité de l'oxyde (Ohms.cm)
```

(2) Ensuite nous trouvons une partie “Déclaration et calcul des variables intermédiaires”. Ici sont définies des variables programme qui n'apparaissent pas dans le système original mais permettent de simplifier les expressions des différentes équations reprises dans le programme.

```
% Variables intermédiaires utiles
K1 = q^2*m/(16*pi^2*h_barre*meff);
K2 = -4*(2*q*meff)^0.5/(3*h_barre);
KbT = Kb*T;
K3 = (2*Epsilon_si*KbT*p)^0.5/Epsilon_ox;
```

(3) Les conditions initiales sont posées dans la troisième partie. C'est ici notamment que sont introduites les valeurs de  $\theta_{it}^+$ ,  $n_i$  et  $n_i$ , pour  $t=0$ .

```
% Conditions initiales
Va=Phi_ms;
ni=0;
nt=0;
Phi_s=0;
J=0;
Ec=0;
Em=Ec;
Ea=Ec;
Phi_b=Phi_B0-(q*abs(Ec)/(4*pi*Epsilon_ox))^0.5;
theta_it=0;
FJ(1)=J;
FEa(1)=Ea;                % Les variables FX(t) sont les vecteurs dans lesquels
FEc(1)=Ec;                % on conserve l'évolution des valeurs des variables
FEm(1)=Em;                % pendant le stress
FPhi_s(1)=Phi_s;
Fni(1)=ni;                %
Fnt(1)=nt;                %
Ftheta_it(1)=theta_it;    %
FVa(1)=Va;                %
Fdtheta_it(1)=0;          %
FI(1)=Cox*Gamma;         %
FPhi_b(1)=Phi_B0-(q*abs(Ec)/(4*pi*Epsilon_ox))^0.5;
```

(4) Dans cette phase commence le traitement numérique proprement dit : nous retrouvons les trois équations différentielles que nous pouvons traiter avec une méthode d'extrapolation de type Euler ou Runge-Kutta 4. Dans ce travail nous avons choisi d'utiliser la méthode d'Euler, qui est

une méthode simple à programmer mais néanmoins efficace, pour peu que le pas choisi soit suffisamment petit.

```
% Résolution des équadiff
Y10=J*Sigma_i/q*(theta_it-ni);
ni=euler(Y10,ni,pas);

Y11=Sigma_t*J/q*(Nt-nt);
nt=euler(Y11,nt,pas);

if Ea~=0
    Y12=Alpha0*J*((Xn-dt)*exp(-H/abs(Em))+(eox-Xn)*exp(-H/abs(Ea)))/q;
    Fdtheta_it(t)=Y12;
    theta_it=euler(Y12,theta_it,pas);
else theta_it=0;
    Fdtheta_it(t)=0;
end
```

(5) Les valeurs de  $\theta_{it}^+$ ,  $n_i$  et  $n_t$  extrapolées dans la partie précédente sont ensuite introduites dans l'équation à résoudre, fonction de  $E_c$ . La méthode choisie pour trouver les zéros de cette équation est la méthode de Newton-Raphson, simple elle aussi à programmer et convergeant en très peu d'itérations. L'un des inconvénients de cette méthode est la nécessité de calculer la dérivée de la fonction à annuler, ce qui est susceptible de conduire à des erreurs, vu la longueur et la complexité de l'expression en question. Nous obtenons ainsi la valeur de  $E_c$  au temps désiré, déterminé par la résolution des équations différentielles.

```
% Résolution du système
signe=sign(Phi_s);
delta=0;
f=10000;

Ftour(t)=0;
while abs(f)>1000
    Ftour(t)=Ftour(t)+1;
    Ec=Ec+delta;

    % Calcul de la fonction f
    f=Ec-q*(theta_it-ni)/Epsilon_ox+q*nt/Epsilon_ox-signe*K3*((exp(-q*(Va-Phi_ms+eox*(-Ec-q/Epsilon_ox*nt*(1-Xn/eox)+q/Epsilon_ox*(theta_it-ni)*(1-Xp/eox)))/KbT)+q*(Va-Phi_ms+eox*(-Ec-q/Epsilon_ox*nt*(1-Xn/eox)+q/Epsilon_ox*(theta_it-ni)*(1-Xp/eox)))/KbT-1)+ni0^2/p^2*(exp(q*(Va-Phi_ms+eox*(-Ec-q/Epsilon_ox*nt*(1-Xn/eox)+q/Epsilon_ox*(theta_it-ni)*(1-Xp/eox)))/KbT)-q*(Va-Phi_ms+eox*(-Ec-q/Epsilon_ox*nt*(1-Xn/eox)+q/Epsilon_ox*(theta_it-ni)*(1-Xp/eox)))/KbT-1))^0.5;
    % Calcul de la fonction df
    df=1-1/2*signe*K3/(exp(-q*(Va-Phi_ms+eox*(-Ec-q*nt/Epsilon_ox*(1-Xn/eox)+q/Epsilon_ox*(theta_it-ni)*(1-Xp/eox)))/KbT)+q*(Va-Phi_ms+eox*(-Ec-q*nt/Epsilon_ox*(1-Xn/eox)+q/Epsilon_ox*(theta_it-ni)*(1-Xp/eox)))/KbT-
```

```

1+ni0^2/n^2*(exp(q*(Va-Phi_ms+eox*(-Ec-q*nt/Epsilon_ox*(1-
Xn/eox)+q/Epsilon_ox*(theta_it-ni)*(1-Xp/eox)))/KbT)-q*(Va-Phi_ms+eox*(-Ec-
q*nt/Epsilon_ox*(1-Xn/eox)+q/
Epsilon_ox*(theta_it-ni)*(1-Xp/eox)))/KbT-1)^(1/2)*(q*eox/KbT*exp(-q*(Va-
Phi_ms+eox*(-Ec-q*nt/Epsilon_ox*(1-Xn/eox)+q/Epsilon_ox*(theta_it-ni)*(1-Xp/
eox)))/KbT)-q*eox/KbT+ni0^2/n^2*(-q*eox/KbT*exp(q*(Va-Phi_ms+eox*(-Ec-q*nt/
Epsilon_ox*(1-Xn/eox)+q/Epsilon_ox*(theta_it-ni)*(1-
Xp/eox)))/KbT)+q*eox/KbT));
    % Application de la formule de la méthode de Newton-Raphson
    delta=-f/df;

end

```

(6) La dernière étape permet de calculer puis de stocker dans des tableaux les valeurs de toutes les variables du système, ce qui permet ensuite de tracer éventuellement les courbes d'évolution de ces différents paramètres et de se rendre compte des phénomènes intervenant à l'intérieur de la couche d'oxyde.

```

Em=Ec-q*(theta_it-ni)/Epsilon_ox;
Phi_s=Va-Phi_ms+eox*(-Ec-q/Epsilon_ox*nt*(1-Xn/eox)+q/Epsilon_ox*(theta_it
-ni)*(1-Xp/eox));
Ea=Em+q/Epsilon_ox*nt;
if Ec~=0
    inter1=exp(K2*[(Phi_B0-(q/(4*pi*Epsilon_ox)*abs(Ec))^0.5)^1.5/abs(Ec)+
((Phi_B0-(q/(4*pi*Epsilon_ox)*abs(Ec))^0.5)-abs(Ec)*Xp)^1.5*(1/abs(Em)-
1/abs(Ec))]);
    J=K1*Ec^2/(Phi_B0-(q/(4*pi*Epsilon_ox)*abs(Ec))^0.5)*inter1;
    else J=0;
end

if isreal(J)
    % stockage des données dans les vecteurs
    FJ(t)=J;
    FEa(t)=Ea;
    FEc(t)=Ec;
    FEm(t)=Em;
    FPhi_s(t)=Phi_s;
    Fni(t)=ni;
    Fnt(t)=nt;
    Ftheta_it(t)=theta_it;
    FVa(t)=Va;
    FI(t)=Cox*Gamma+q*A*Fdtheta_it(t)+A*FJ(t)+FVa(t)/Roox/eox*A;
    %Fdt(t)=dt;
    Fil(t)=q*nt/Epsilon_ox*(1-Xn/eox);
    Fi2(t)=q*(theta_it-ni)/Epsilon_ox*(1-Xp/eox);
    Fi3(t)=(Va-Phi_ms-Phi_s)/eox;
    FPhi_b(t)=Phi_B0-(q*abs(Ec)/(4*pi*Epsilon_ox))^0.5;
else
    t
end
end

figure(1)

```

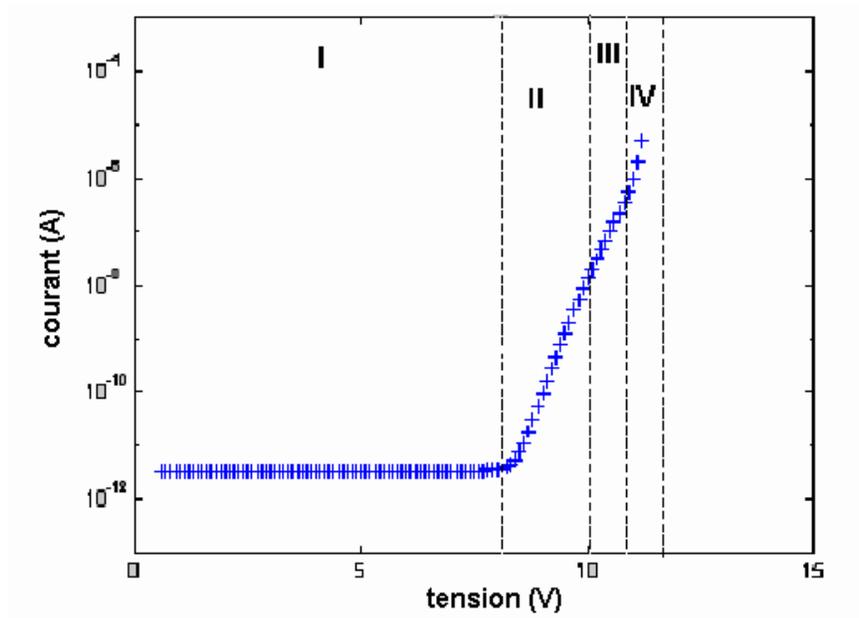
```
semilogy(FVa,abs(FI),'g')      % tracé de la caractéristique I(V)  
hold on  
zoom
```

Après avoir fait plusieurs essais de résolution, nous nous sommes aperçus qu'à partir d'un certain point dans l'avancement du calcul, le programme nous retourne une valeur complexe lorsqu'il évalue  $j(t)$ , le courant Fowler-Nordheim. C'est cet événement que nous avons choisi comme critère de détection du claquage. Le programme s'arrête dès qu'il trouve une valeur complexe pour  $j(t)$ , ou bien lorsqu'il arrive à la fin de l'intervalle de tension qu'il a été décidé d'explorer. C'est pour cette raison que l'on n'observe pas sur nos simulations la variation brusque du courant, caractéristique du claquage en LRVS.

## III.7. RESULTATS ET INTERPRETATION

### III.7.1. Variations du courant dans l'oxyde en fonction de la tension appliquée

La caractéristique courant-tension (I-V) est représentée sur la figure III.3. Les paramètres physiques utilisés sont donnés dans le tableau III.2.



**Figure III.3.** Caractéristique courant-tension d'une couche de  $\text{SiO}_2$  de 10 nm.

$T_{ox}$	$X_n$	$X_p$	$\sigma_i$	$N_t$	$\sigma_t$	$\epsilon_{ox}/\epsilon_o$	$A$	$\gamma$	$\Phi_{bo}$	$P$
( $\text{\AA}$ )	( $\text{\AA}$ )	( $\text{\AA}$ )	( $\text{cm}^2$ )	( $\text{cm}^{-2}$ )	( $\text{cm}^2$ )		( $\text{cm}^2$ )	(v/s)	(v)	( $\text{cm}^{-3}$ )
100	50	25	$10^{-15}$	$10^{13}$	$10^{-17}$	3.9	$10^{-4}$	0.1	3.15	$2.9 \cdot 10^{15}$

Tableau III.2. Paramètres physiques utilisés dans la figure III.3.

Suivant la valeur de la tension appliquée, nous pouvons distinguer sur cette figure quatre parties :

**Partie I :** elle caractérise les faibles tensions. Dans ce cas, le courant est faible et constant. L'effet tunnel Fowler-Nordheim et l'ionisation par impact sont négligeables. Le courant total dans l'oxyde se résume au courant de déplacement.

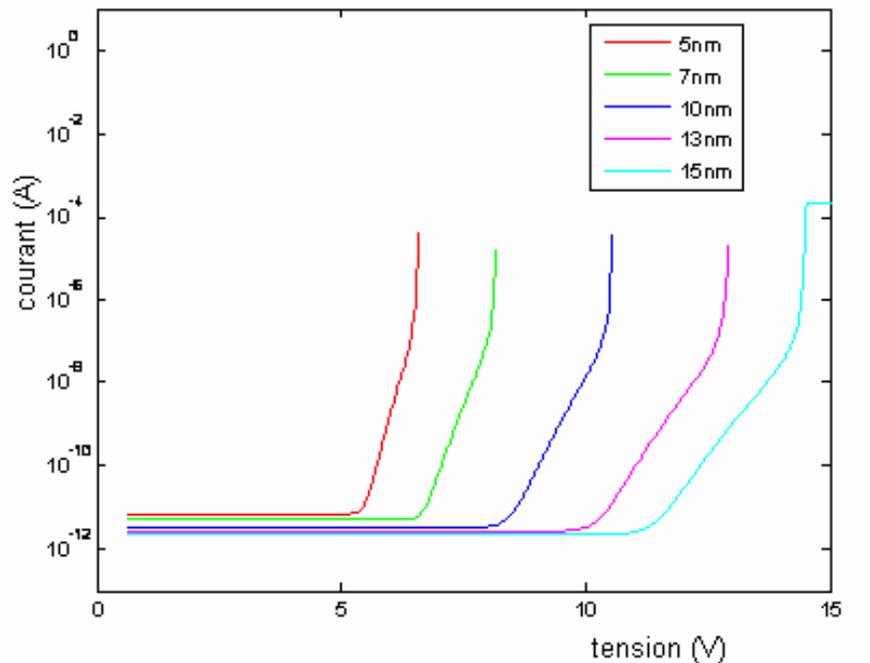
**Partie II** : dans cette partie, le courant augmente fortement. Ceci est dû essentiellement au passage des électrons de la cathode vers l'anode par effet tunnel F-N.

**Partie III** : nous y observons un aplatissement dû au piégeage des électrons dans l'oxyde. Cet aplatissement est compromis par le courant des électrons générés par ionisation par impact. Cependant, le champ électrique n'est pas assez élevé pour provoquer une forte ionisation par impact.

**Partie IV** : cette partie est atteinte lorsque le nombre d'électrons piégés atteint la densité effective totale de piégeage  $N_t$ . Finalement, le phénomène de claquage a lieu dans l'oxyde.

### III.7.2. Influence de l'épaisseur de l'oxyde sur la tension de claquage

Pour voir l'effet de l'épaisseur de l'oxyde sur le claquage, nous avons considéré différentes épaisseurs. Les résultats de la simulation sont représentés sur la figure III.4.

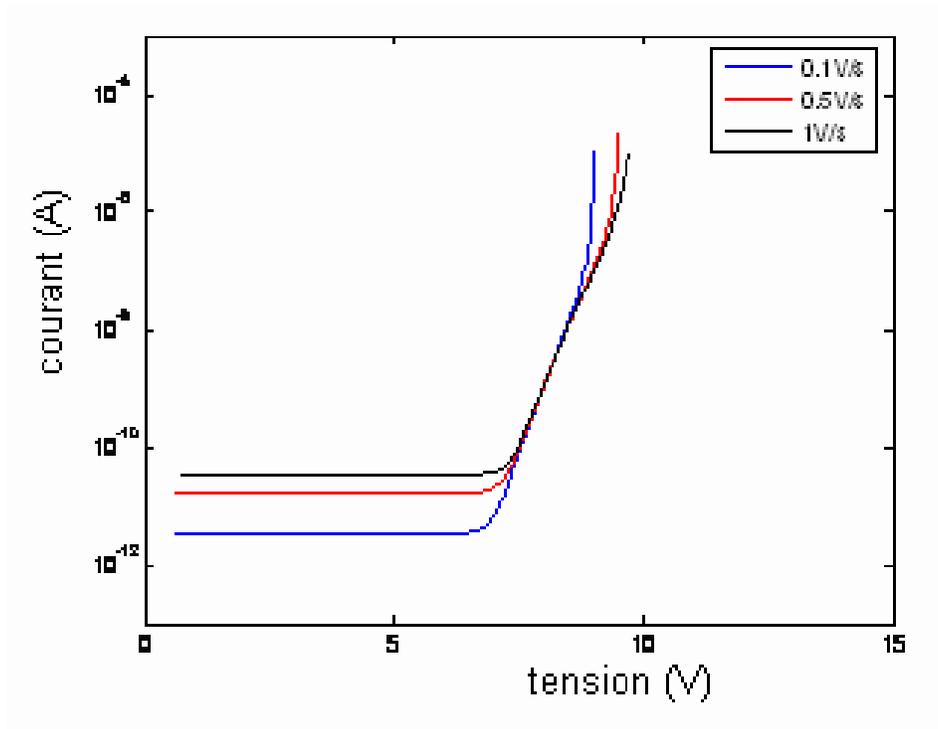


**Figure III.4.** Caractéristique  $I(V)$  d'une structure MOS avec l'épaisseur de l'oxyde comme paramètre.

Cette figure montre que plus l'oxyde est mince, plus il claque rapidement. Ceci est dû au phénomène de piégeage d'électrons qui devient plus important pour les oxydes de plus grandes épaisseurs. Par conséquent, le nombre d'électrons atteignant l'anode est moins important.

### III.7.3. Influence de la vitesse de la rampe sur la tension de claquage

La figure III.5 montre la caractéristique  $I(V)$  pour différentes valeurs de la vitesse de la rampe de tension appliquée.



**Figure III.5.** Caractéristique  $I(V)$  avec la vitesse de la rampe comme paramètre.

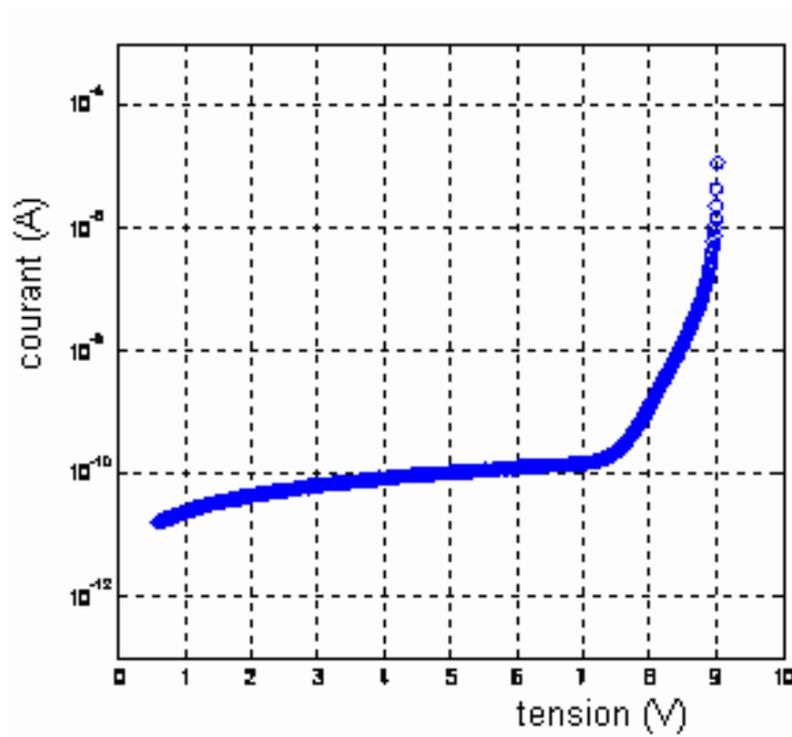
L'effet de la vitesse de la rampe est essentiellement observé pour le courant de déplacement. En effet, plus la vitesse de la rampe est grande, plus le courant de déplacement augmente.

### III.7.4. Influence de la résistivité de l'oxyde

Pour obtenir des caractéristiques théoriques qui s'approchent plus des caractéristiques expérimentales, surtout à faible courant, Kanitz [2] a introduit deux modifications dans le modèle initial de Chen et Wu :

- introduction d'une distance tunnel F-N,  $d_t$ , variable ;
- prise en compte de la conduction de l'oxyde à faible champ, due à sa contribution ohmique.

Les résultats sont représentés sur la figure III.6.



**Figure III.6.** Caractéristique  $I(V)$  d'une structure MOS selon le modèle de Kanitz.

Comme nous pouvons le constater, dans la région FN (> à 6V) la courbe correspond bien au modèle de Chen et Wu. Pour des valeurs de tension < à 6V, la courbe représente la contribution ohmique de l'oxyde qui n'a pas été prise en compte dans ce modèle.

## IV.1. INTRODUCTION

La partie pratique de notre travail a été accomplie au niveau de la salle de caractérisation de la division microélectronique et nanotechnologie du centre de développement des technologies avancées (CDTA). La disposition des équipements de test et de caractérisation est schématisée sur la figure IV.1

Dans ce chapitre, nous allons d'abord présenter le dispositif expérimental sur lequel nous avons réalisé nos mesures. Par la suite, nous allons décrire les deux techniques de caractérisation que nous avons utilisées : la technique capacité-tension,  $C(V)$ , qui nous a permis de déduire l'épaisseur de notre échantillon et la technique courant-tension,  $I(V)$ , qui permet d'observer les variations du courant dans la structure MOS pour les différentes tensions appliquées. Enfin, nous donnerons les résultats de nos expériences et les comparerons aux résultats simulés.

## IV.2. DESCRIPTION DU BANC DE MESURE

Le banc de caractérisation électrique sur lequel nous avons effectué nos mesures est représenté sur la figure IV.2. Il est constitué, en partie, de:

- une station sous pointes ou *probe station* (Karl Süss AP4),
- un analyseur des paramètres semiconducteurs (Agilent 4156C),
- un impédance-mètre ou *LCR meter* (Agilent 4284A).

(Agilent est la nouvelle appellation de HP pour les équipements de test et de caractérisation).

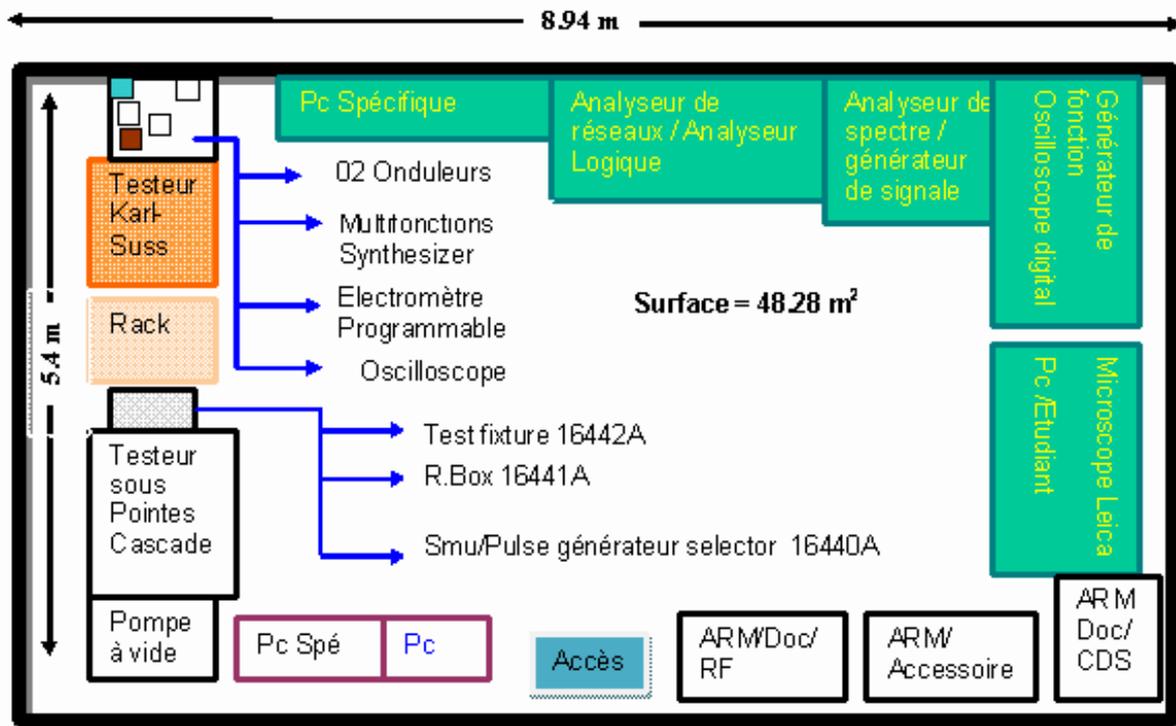


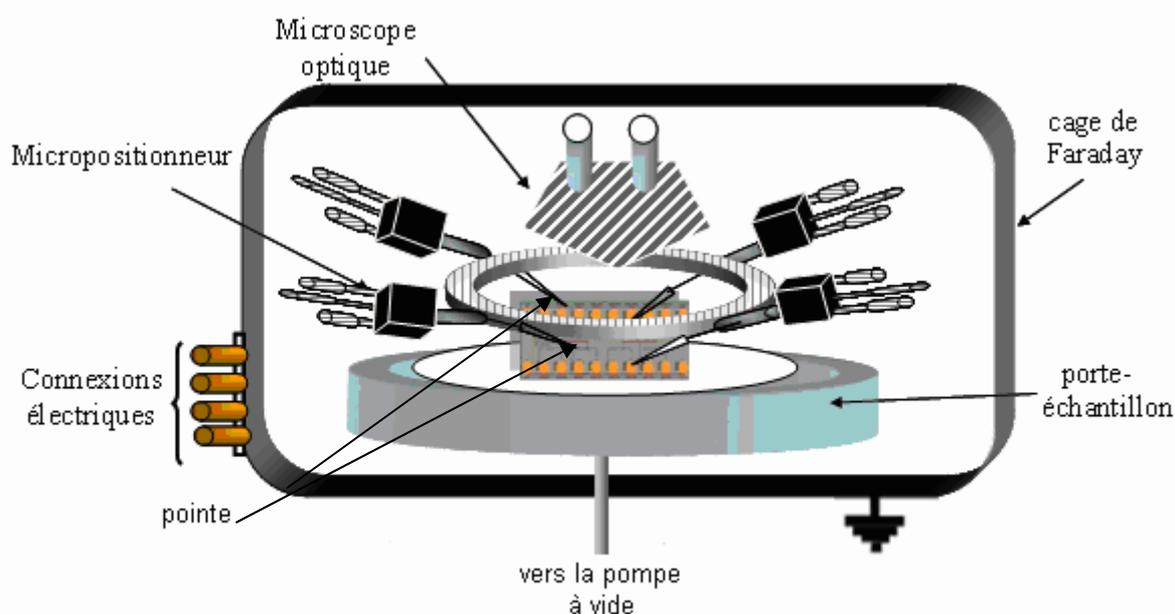
Figure IV.1. Etat des lieux de la salle de caractérisation.



Figure IV.2. Une partie du banc de caractérisation électrique.  
A droite se trouve le testeur sous pointes.

### IV.2.1. Testeur sous pointes Karl-süss AP4

Le testeur sous pointes est l'élément de base du banc de mesure (figure IV.3). Il permet d'établir des contacts microscopiques sur l'échantillon à tester dans une enceinte fermée (cage de Faraday). Les contacts sont assurés par des pointes reliées aux instruments de mesure et réglables manuellement. La visualisation et la localisation des contacts sont facilitées par un microscope optique qui assure l'agrandissement (*zoom*) des structures de test.



**Figure IV.3.** Schéma du testeur sous pointes Karl-Süss AP4.

#### IV.2.1.1. Les pointes

Le testeur comporte 4 bras manipulateurs, qui sur chacun est fixé une pointe (*probe*) en tungstène qui permet l'accès à l'échantillon. Le diamètre du bout de la pointe qui est en contact direct avec l'échantillon varie entre 80  $\mu\text{m}$  et 120  $\mu\text{m}$ . Les bras manipulateurs sont des dispositifs mécaniques qui permettent de déplacer les pointes suivant les axes X, Y et Z par l'intermédiaire de 3 vis différentes (figure IV.4).

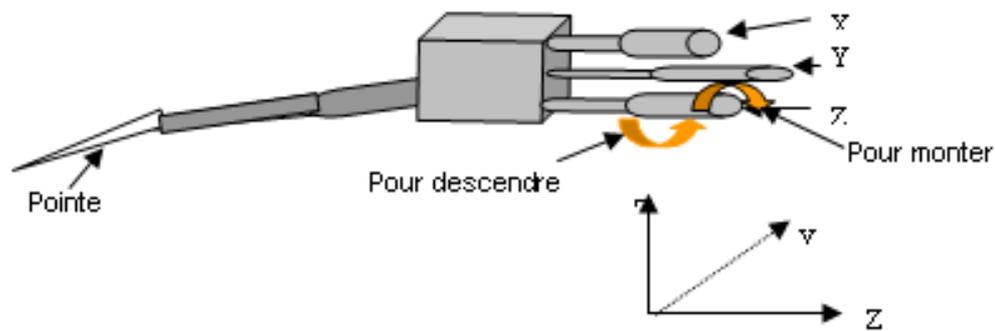


Figure IV.4. Représentation schématique d'un bras manipulateur.

#### IV.2.1.2. Le porte-substrat

Les échantillons à caractériser sont placés sur un porte-substrat (*chuck*) pouvant être déplacé verticalement par un bouton et horizontalement par un vérin (figure IV.5). Le support est fixé sur le *chuck* par aspiration, à l'aide d'une pompe à vide.

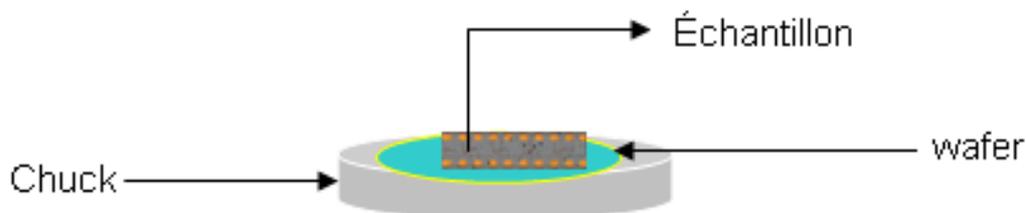


Figure IV.5. Le porte-substrat (*chuck*).

#### IV.2.1.3. Le microscope optique

Le microscope optique assure l'agrandissement de la structure du composant ou circuit intégré à visualiser. Ce dernier projette un faisceau lumineux sur l'échantillon. La visibilité est ajustée par un bouton. Le faisceau de lumière peut être déplacé suivant X ou Y par un Vérin ou par un bouton.

#### IV.2.1.4. La cage de Faraday

Le rôle de la cage de Faraday est de collecter les courants parasites qui peuvent nuire à la mesure et au bon fonctionnement du système.

#### IV.2.2. Analyseur des paramètres semiconducteurs

L'analyseur des paramètres semiconducteurs permet de mesurer des caractéristiques I(V), C(V) et de pompage de charges des dispositifs à semiconducteurs (figure IV.6). Il peut effectuer des mesures à balayage ou d'échantillonnage. Sa résolution est de l'ordre de quelques femto Ampères ( $10^{-15}$  A).

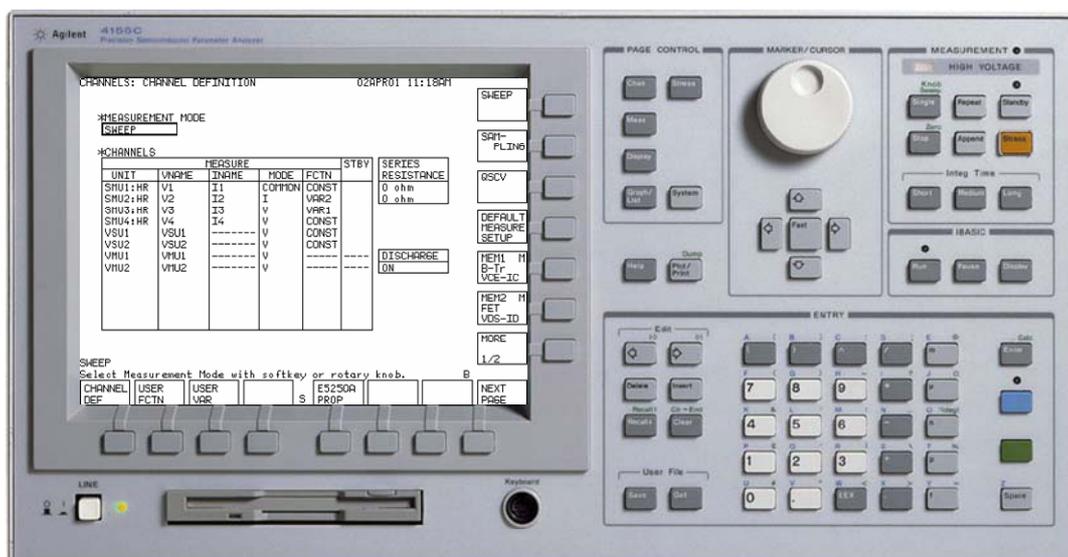


Figure IV.6. Analyseur des paramètres semiconducteurs.

#### IV.2.3. L'impédance-mètre

L'impédance-mètre (figure IV.7) permet de réaliser toutes les mesures concernant un dipôle électrique (R, C, L, Z, Y, Q, ...). Sa plage de fréquences de fonctionnement va de 20 HZ à 1 MHz.



Figure IV.7. L'impédance-mètre.

### IV.3. CARACTERISATION DE L'ECHANTILLON

#### IV.3.1. Structure de test

La structure de test utilisée est représentée sur la figure IV.8. Nous l'avons choisie sur une plaquette (*wafer*) constituée de plusieurs capacités de surfaces différentes et dont les paramètres sont listés dans le tableau IV.1.

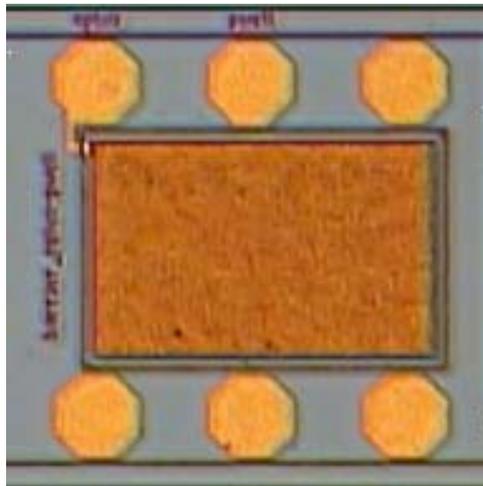


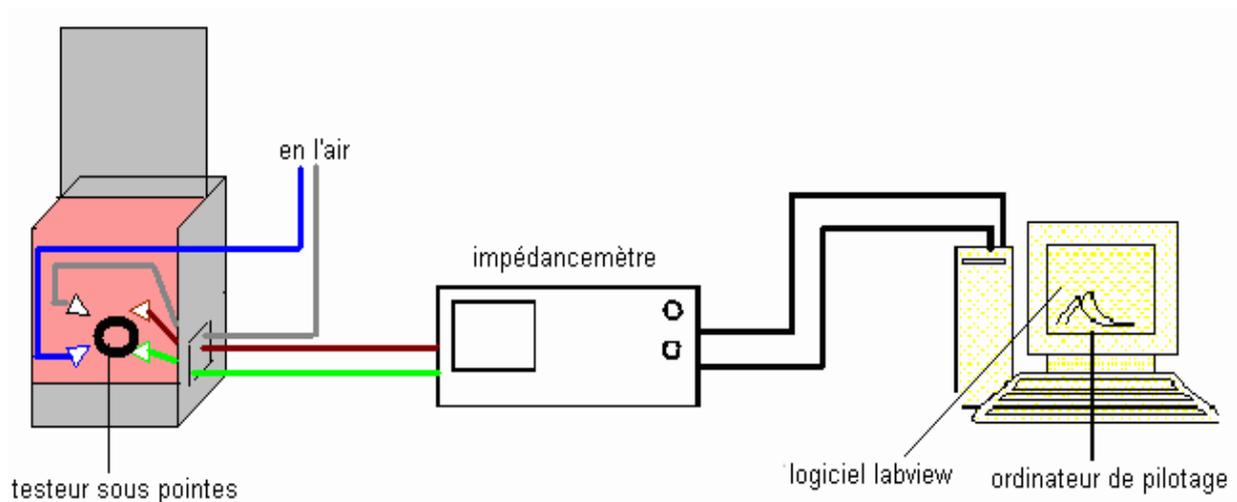
Figure IV.8. Structure de la capacité MOS sous un microscope

Plaquettes de silicium	<ul style="list-style-type: none"> <li>- diamètre</li> <li>- orientation</li> <li>- tirage</li> <li>- dopage</li> <li>- épaisseur</li> <li>- résistivité</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- 125 nm</li> <li>- &lt;100&gt;</li> <li>- F.Z.</li> <li>- n avec du phosphore</li> <li>- <math>375 \pm 20 \mu\text{m}</math></li> <li>- <math>37-46 \Omega \cdot \text{cm}</math></li> </ul>
grille	<ul style="list-style-type: none"> <li>- épaisseur</li> <li>- dopage</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- 450 nm</li> <li>- <math>\text{PoCl}_3</math></li> </ul>
oxyde	<ul style="list-style-type: none"> <li>- épaisseur</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- 510-570-580Å</li> </ul>

**Tableau V.1.** Les différents paramètres physiques liés à la plaquette et aux échantillons.

### IV.3.2. Technique C(V)

Afin de déterminer l'épaisseur exacte de notre capacité de test, nous devons effectuer une caractérisation C(V). Le montage expérimental de la technique C(V) est représenté sur la figure IV.9. Dans le cas d'une capacité, seulement deux pointes du testeur sont utilisées. Les deux autres sont en l'air. Les deux pointes établissant le contact sur la grille et le substrat de la structure sont reliées à l'impédance-mètre par des câbles BNC. L'impédance-mètre est piloté par un ordinateur à travers le bus GPIB IEEE 488.2 sous un environnement graphique développé à l'aide du logiciel Labview. Ce dernier permet à la fois de contrôler les instruments, de visualiser les courbes et d'enregistrer les résultats des mesures dans un fichier.



**Figure IV.9.** Montage expérimental de la technique C(V).

### IV.3.3. Technique I(V)

La technique de caractérisation I(V) nous permet de mesurer les variations du courant de fuite dans l'oxyde en fonction de la polarisation de la grille. Son montage expérimental est représenté sur la figure IV.10. Les deux pointes en contact avec la structure sont reliées à l'analyseur des paramètres semiconducteurs par des câbles triaxiaux. Le câble triaxial permet de minimiser les courants de fuite liés au câblage. Dans notre cas, une rampe linéaire de tension est programmée par l'analyseur des paramètres semiconducteurs. Nous définissons le début et la fin de la tension à appliquer à l'échantillon, le pas d'incrémentement de la tension et la durée de ce dernier. Les deux derniers paramètres définissent la vitesse de la rampe. Cette tension est par la suite appliquée à l'échantillon à travers une SMU (*source measure unit*). Cette dernière a la capacité d'appliquer une grandeur (par exemple la tension) et de mesurer au même moment la grandeur duale (par exemple le courant).

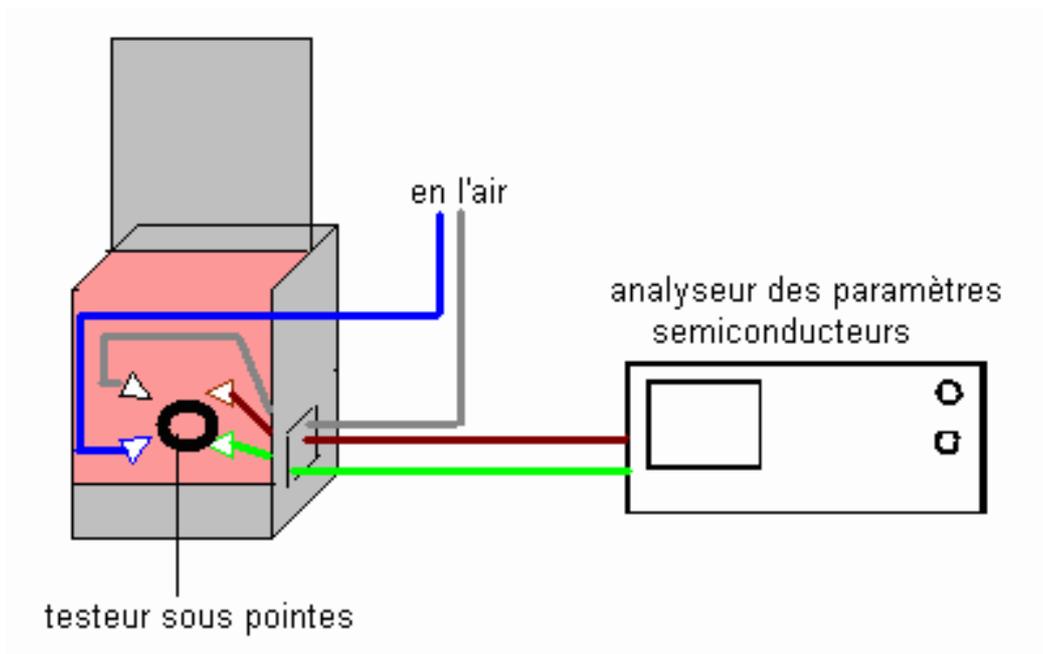


Figure IV.10. Montage expérimental de la technique I(V).

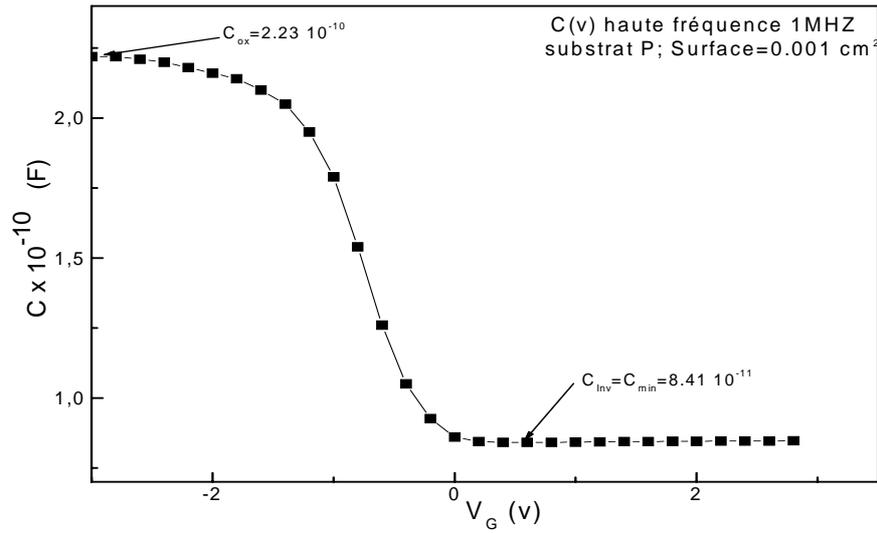
## IV.4. RESULTATS

Afin de confirmer les résultats des simulations numériques, nous avons procédé à une caractérisation expérimentale de plusieurs capacités MOS. Les résultats des mesures  $C(V)$  et  $I(V)$  sont représentés respectivement sur les figures IV.11 et IV.12.

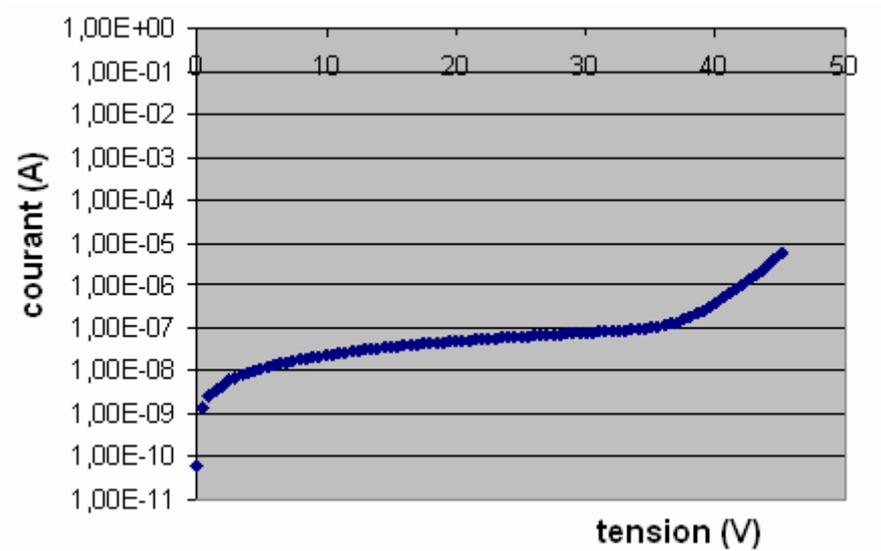
Comme nous pouvons le constater sur la figure IV.12, nous retrouvons bien les résultats de nos simulations basées sur le modèle de Chen et Wu ainsi que l'amélioration apportée par Kanitz.

La figure IV.13 représente la caractéristique  $I(V)$  expérimentale pour deux capacités d'épaisseurs d'oxyde de 55 nm et 140 nm.

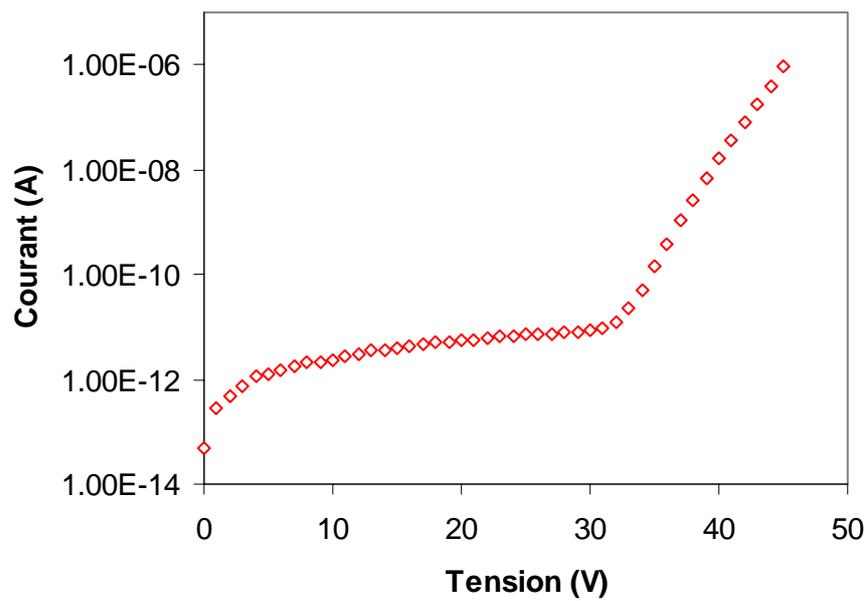
Nous pouvons voir sur cette figure que la tension de claquage est plus importante pour l'oxyde de plus grande épaisseur.



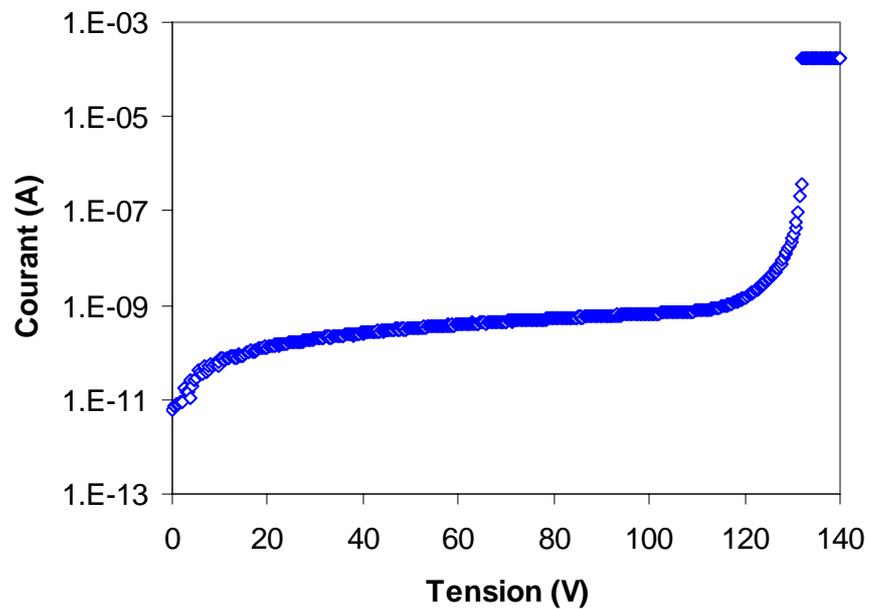
**Figure IV.11.** Caractéristique  $C(V)$  expérimentale d'une structure de type capacité nMOS.



**Figure IV.12.** Caractéristique  $I(V)$  expérimentale d'une structure de type capacité nMOS.

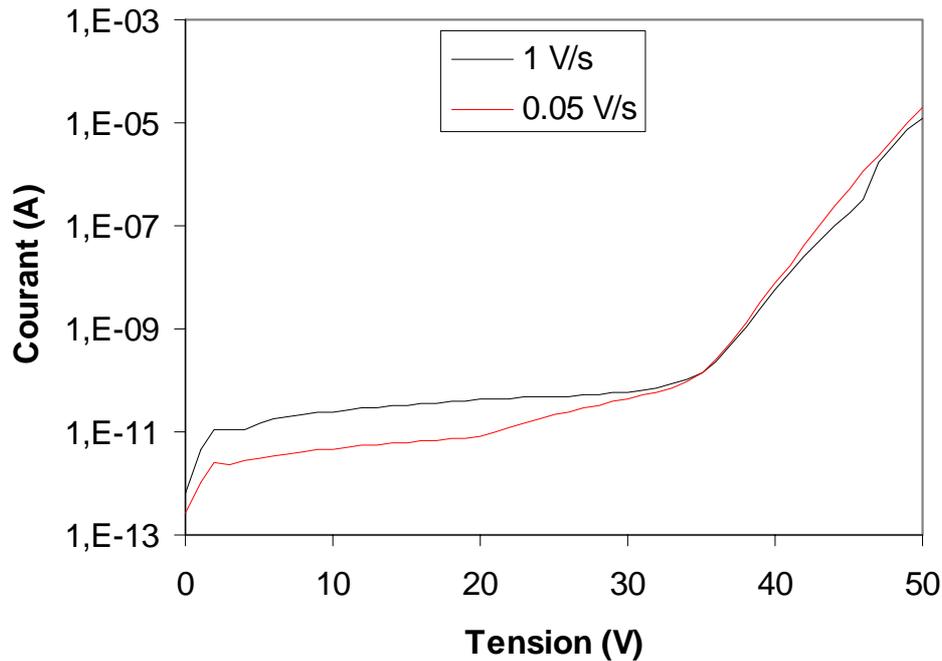


(a)



(b)

**Figure IV.13.** Caractéristique  $I(V)$  expérimentale d'une structure MOS d'épaisseur d'oxyde de (a) 55 nm et (b) 140 nm.



**Figure IV.14.** *Caractéristique  $I(V)$  expérimentale avec la vitesse de la rampe comme paramètre.*

La figure IV.14 représente la caractéristique  $I(V)$  expérimentale pour deux différentes valeurs de la vitesse de la rampe. Le courant de déplacement est plus important pour la rampe de tension de 1 V/s que pour celle de 0.05 V/s, ce qui est en bon accord avec les résultats des simulations.

Un autre paramètre influant sur la tension de claquage, c'est le régime de fonctionnement de la capacité MOS. Le modèle de Chen et Wu n'explique pas cette dissymétrie. La figure IV.15 montre que la tension de claquage est plus grande en inversion qu'en accumulation. Nous savons que la zone de charge d'espace est une zone dépourvue de porteurs libres ce qui la rend capable de supporter des tensions de plus en plus élevées. Cela explique le fait que la structure MOS présente une tension de claquage plus grande lorsqu'elle est polarisée en régime d'inversion.

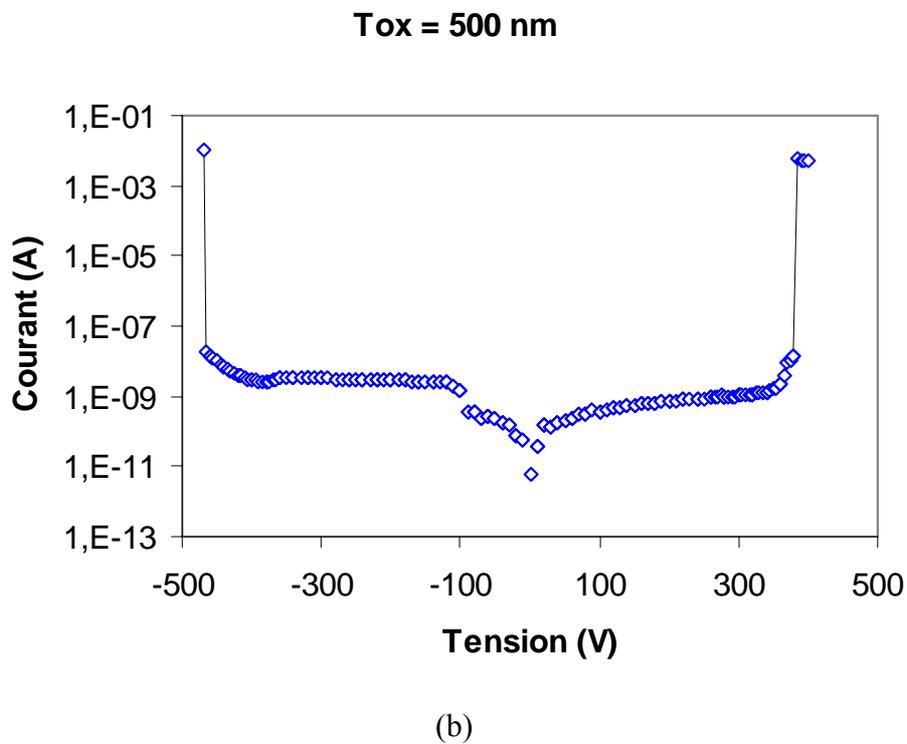
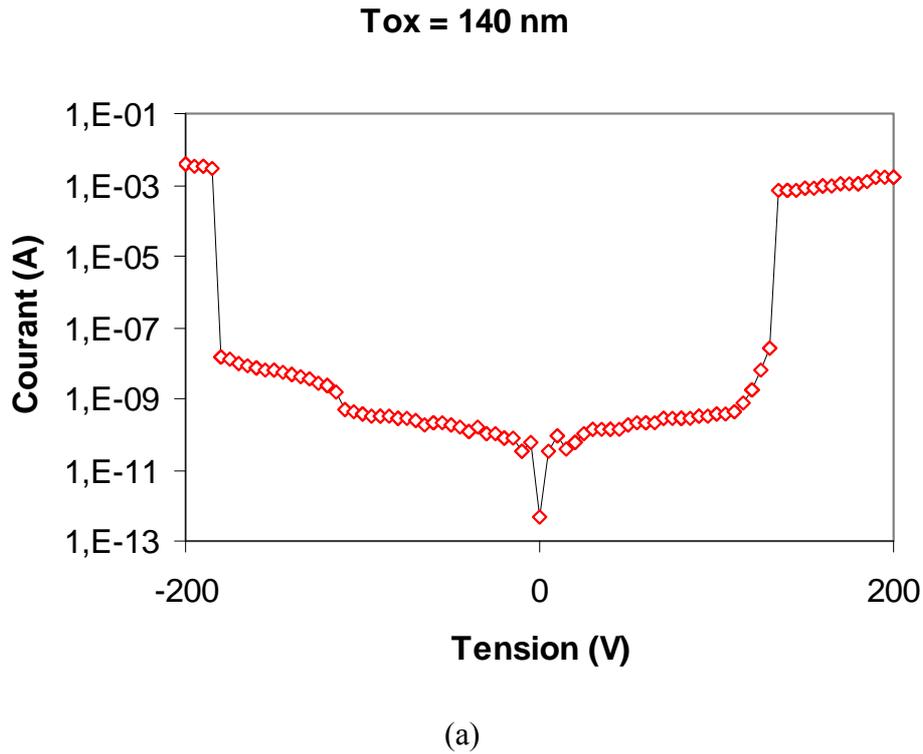


Figure IV.15. Influence de la charge d'espace sur la tension de claquage.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] D. Ziane, “*Influence de contraintes électriques bidirectionnelles appliquées aux structures MOS*”, thèse de Doctorat, Université de Reims Champagne- Ardenne, 2000.
- [2] Y. Maneglia, “*Analyse en profondeur des défauts de l’interface Si/SiO<sub>2</sub> par la technique du pompage de charges*”, thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1998.
- [3] E. Vincent, “*Etude des propriétés de dégradation du système Si/SiO<sub>2</sub> – Application à la fiabilité des filières CMOS submicroniques*”, thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996.
- [4] C. C. Stanescu, “*SiO<sub>2</sub> sur silicium : “ comportement sous irradiation avec des ions lourds*”, thèse de Doctorat, Université de Caen, 2004.
- [5] F. Saigne, “*Une nouvelle approche de la sélection des composants de type MOS pour l’environnement radiatif spatial*”, thèse de Doctorat, Université de Montpellier 2, 1998.
- [6] Y. Derouiche, “*Etude expérimentale des dégradations des transistors n-MOS induites par des radiations ionisantes (rayons X)*”, mémoire de Magister, USTHB, Alger, 2003.
- [7] H. Mathieu, “*Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*”, 5<sup>ème</sup> édition Dunod, Paris, 2004.
- [8] A.Vapaille et R. CASTAGNE, “*Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs*”, édition Dunod,, Paris, 1990.
- [9] S.M. Sze, “*Physics of Semiconductor Devices*”, Wiley-Interscience, 2<sup>nd</sup> edition, New-York, 1981.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] C.F. Chen and C.Y. Wu, “A Characterization model for ramp-voltage-stressed I-V characteristics of thin thermal oxides grown on silicon substrate”, Solid-State Electronics, **Vol. 29**, pp. 1059-1068, 1986.
- [2] S.M. Sze, “Physics of semiconductor devices”, John Wiley & Sons, 2<sup>nd</sup> edition, New York, 1981.
- [3] M. Lenzlinger and E.H. Snow, “Fowler-Nordheim tunnelling into thermally grown SiO<sub>2</sub>”, Journal of Applied Physics, **Vol.40**, n°1, pp.278-283, 1969.
- [4] S.S. Li, “Semiconductor physical electronics”, Springer, second edition, USA,2006.
- [5] R.H. Fowler, L. Nordheim, “Electron emission in intense electric field”, Proc. R. Soc. London, Ser. A 119, pp. 173-181, 1928.
- [6] E. Ciantar, “Mise au point d’une méthode de suivi de la qualité et de la fiabilité des oxydes minces en milieu industriel”, thèse de Doctorat, Université de Montpellier, 1995.
- [7] E. Harari, “Dielectric breakdown in electrically stressed thin films of thermal SiO<sub>2</sub>”, Journal of Applied Physics, **Vol. 49**, pp. 2478-2489, 1978.
- [8] I.C. Chen, S. Holland, C. Hu, “Electrical breakdown of thin gate and tunnelling oxides”, IEEE Transactions on Electron Devices, **Vol. 32**, pp. 413-421, 1985.
- [9] A. Martin, J.S. Suehle, P. Charpala, P. O'sullivan, Mathewson, “A new oxide degradation mechanism for stresses in the Fowler-Nordheim tunneling regime”, IEEE International Reliability Physics Symposium, IRPS'96, pp. 67-76, 1996.
- [10] S. Oussalah, “Test paramétrique appliqué aux circuits intégrés de puissance ASD2 : fiabilité des diélectriques, mesure de la résistance de contact et mesure de la durée de vie,” thèse de Doctorat, Université de Tours, 2000.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] C.F. CHEN, C.Y. WU, “A characterization model for ramp-voltage-stressed I-V characteristics of thin thermal oxides grown on silicon substrate”, Solid-State Electronics, **Vol. 29**, pp. 1059-1068, 1986.
- [2] S. KANITZ, “Charge transport in thick SiO<sub>2</sub>-based dielectric layers”, Solid-State Electronics, **Vol. 41** (12), pp. 1895-1902, 1997.
- [3] [www.mathworks.fr](http://www.mathworks.fr).

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] Documentation Agilent Technologies.



## Conclusion et perspectives

Le courant qui traverse l'oxyde dans les structures MOS voit sa valeur augmenter avec la réduction de l'épaisseur de l'oxyde pour les composants actuels. Il peut affecter le fonctionnement des circuits et même causer la dégradation du composant. C'est pourquoi il est important de comprendre le comportement de ce courant et les différents phénomènes physiques qui interviennent dans son apparition.

L'objectif principal de ce travail est de modéliser la caractéristique courant-tension,  $I(V)$ , d'une structure MOS par la résolution d'un système d'équations complexe trouvé dans la littérature.

Du point de vue scientifique, la compréhension des phénomènes mis en jeu dans la conduction électrique dans la structure MOS a été établie. L'ambition était de résoudre le système d'équations pour différentes épaisseurs et d'apporter quelques corrections au système afin de tenir compte de certains phénomènes (comme l'influence de la zone de charge d'espace).

Le travail que nous avons présenté s'appuie sur un modèle théorique développé dans la littérature par C.F.Chen et C.Y.Wu et amélioré par la suite par Kanitz. Il consiste à modéliser les caractéristiques statiques courant-tension d'une structure MOS soumise à une contrainte de tension en rampe à escalier (LRVS). Ce modèle est basé sur la conduction par effet tunnel Fowler-Nordheim. De plus, il prend en compte l'abaissement de la barrière de potentiel par la force image, la cinétique de piégeage de premier ordre et l'ionisation par impact dans l'oxyde.

Après avoir résolu le système d'équations, des simulations numériques ont été menées afin d'analyser cette caractéristique  $I(V)$ . Ainsi, nous avons tiré les conclusions suivantes :

- le claquage de l'oxyde dépend de son épaisseur: plus l'oxyde est mince, plus son claquage est rapide,
- la vitesse de la rampe de tension influence la caractéristique  $I(V)$ , particulièrement pour le courant de déplacement,
- aux faibles tensions, la contribution ohmique au courant dans l'oxyde doit être prise en compte.

## Conclusion et perspectives

Pour renforcer notre étude, nous avons caractérisé expérimentalement des échantillons de type capacité MOS. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les résultats simulés. Nous retrouvons la même allure pour les deux courbes  $I(V)$ . Ainsi, nous observons au début de la caractéristique  $I(V)$  l'apparition du courant de déplacement, puis il y a le courant de fuite dû au phénomène de Hopping, progressivement nous arrivons à la région du coude où c'est le courant Fowler-Nordheim qui domine et enfin le courant augmente rapidement indiquant la rupture ou le claquage de l'oxyde.

Comme nous avons pu le constater, le courant de fuite dans l'oxyde dépend de plusieurs paramètres. La connaissance de ces derniers est d'une grande importance. Leur contrôle, quand c'est possible, implique le contrôle du courant traversant l'oxyde et donc la possibilité de le réduire. Cependant, même si nous savons que la réduction de l'épaisseur est la cause principale de la détérioration des composants MOS, nous ne pouvons nous empêcher d'aller vers des épaisseurs de plus en plus petites pour les besoins d'une intégration de plus en plus poussée. Mais cette réduction devrait s'arrêter en un point du fait des limites physiques et pratiques de la réalisation de l'oxyde. Toutefois, il est difficile de dire où se trouve ce point, quelles sont les limites ultimes de l'épaisseur de l'oxyde et quand les atteindra-t-on.

Des études sur des solutions alternatives au  $\text{SiO}_2$  sont déjà menées par plusieurs laboratoires de recherche (exemple IMEC en Belgique) et grandes firmes industrielles (exemple IBM), en particulier, l'utilisation de diélectriques à forte permittivité (High K) qui pourrait permettre, à épaisseur équivalente, de réduire considérablement le courant de fuite.

En perspective de ce travail il serait intéressant :

- de trouver un modèle général valable à une large gamme d'épaisseur qui prendrait en considération la plupart des phénomènes régissant la conduction dans une structure MOS,
- d'aborder à partir de ce modèle, qui est valable pour le moment aux oxydes épais (> 10nm), la conduction dans les oxydes minces et ultra-minces,
- d'aborder la fiabilité des diélectriques à forte permittivité qui est essentielle dans la décennie prochaine.

## Annexe : description du logiciel Matlab

Matlab [1] est la contraction du terme anglais *MATRIX LABORATORY*. Il a été développé par la société américaine *the mathworks*. Son langage a été conçu par *Cleve Moler* à la fin des années 70 à partir des bibliothèques FORTRAN, LINPACK et EISPACK.

Matlab est un système interactif de calcul numérique et de visualisation graphique destiné aux ingénieurs et scientifiques. Il possède un langage de programmation puissant et simple à utiliser avec lequel l'utilisateur peut effectuer des calculs en ligne ou par l'intermédiaire d'un fichier de commande.

Développé à l'origine pour le calcul matriciel, Matlab offre aujourd'hui bien d'autres possibilités. Il contient des bibliothèques spécialisées appelées **toolboxes** (boîtes à outils) qui répondent à des besoins spécifiques :

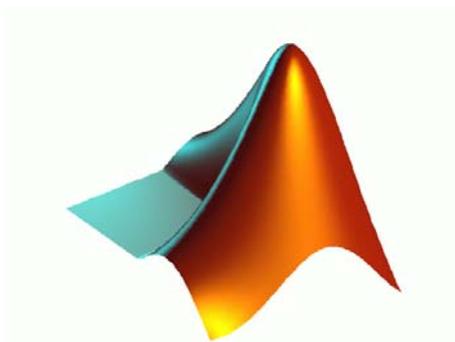
- analyse numérique,
- traitement du signal,
- traitement de l'image,
- statistiques....

### 1. Démarrage et fermeture de Matlab

Pour démarrer Matlab, il faut double-cliquer sur l'icône de la figure 1.

L'invite ">>" doit alors apparaître à la suite duquel nous entrerons les commandes.

Pour sortir de Matlab, il faut sélectionner **exit Matlab** dans le menu **File** ou bien saisir **exit** dans la fenêtre de commande. Nous pouvons aussi utiliser la commande **quit**.



**Figure 1.** *L'icône de MATLAB.*

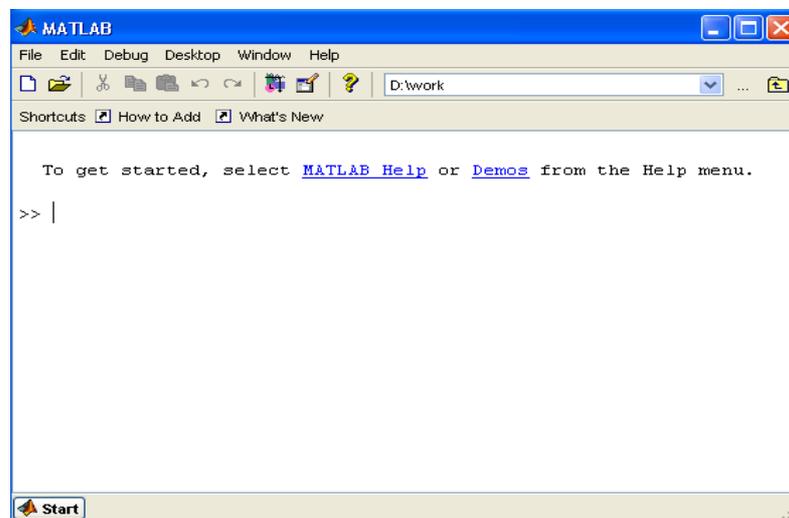
## Annexe : description du logiciel Matlab

### 2. Espace de travail de Matlab

A l'exécution, Matlab affiche une ou plusieurs fenêtres qui sont identifiables par leurs noms affichés dans les barres de titre.

Les trois fenêtres les plus importantes sont :

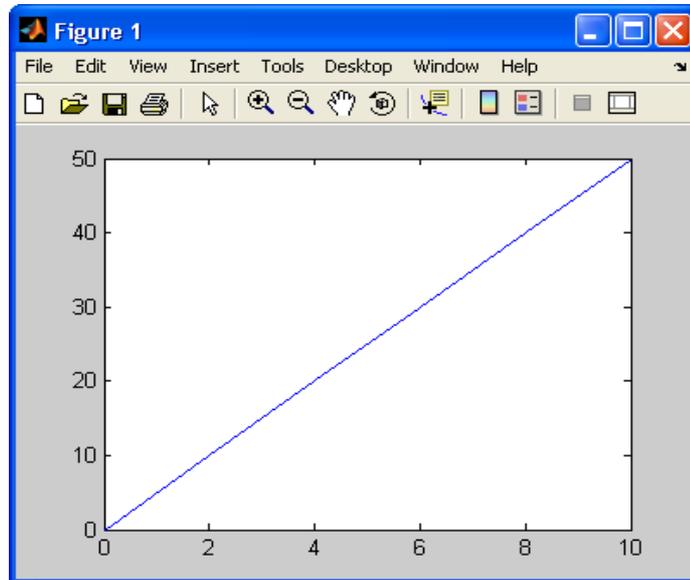
- **Fenêtre de commande (Command window)** : une fois que Matlab est parti, la fenêtre de commande apparaît sur l'écran. L'utilisateur peut entrer des commandes ou des équations mathématiques. Pour exécuter une opération, il faut toujours appuyer sur la touche « entrer » du clavier.



**Figure 1.** *Fenêtre de commande.*

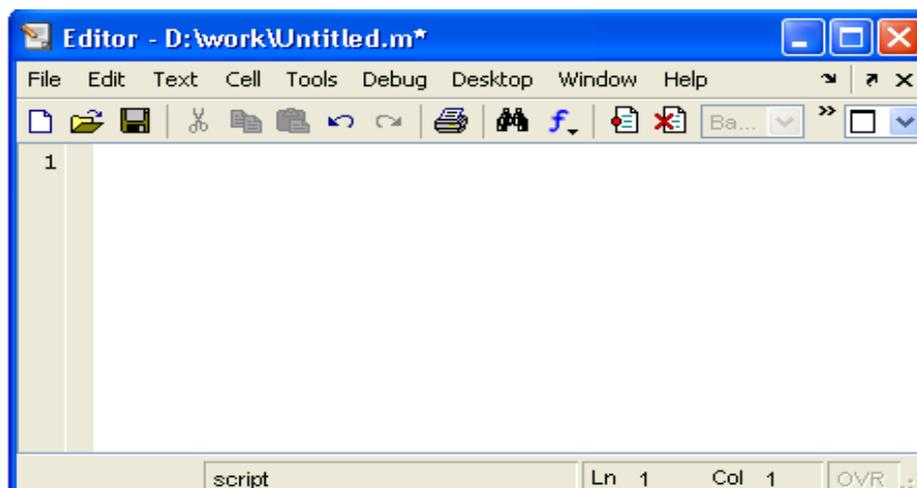
- **Fenêtre des figures (figure window)** : cette fenêtre est utilisée pour afficher des graphiques en deux ou trois dimensions et des images.

## Annexe : description du logiciel Matlab



**Figure 2.** Fenêtre de figure dans Matlab.

- **Editeur de Matlab (edit window) :** dans cette fenêtre, l'utilisateur peut créer ou modifier des programmes.



**Figure 3.** Ecran de l'éditeur de MATLAB.

## Annexe : description du logiciel Matlab

### 3. Utilisation de l'aide dans Matlab

La commande **help fonc** permet d'obtenir de l'aide sur la fonction **fonc**.

Lorsque nous ne connaissons pas le nom de la fonction à utiliser, nous pouvons faire une recherche par mots clés en utilisant la commande **look for** suivie du mot clé.

### 4. Tableaux et matrices

Une suite ordonnée de nombres peut être définie avec Matlab comme un **tableau**. Une **matrice** est un tableau à deux dimensions.

La matrice est l'élément de base de MATLAB. Un vecteur n'est autre qu'une matrice à une ligne ou à une colonne. Un scalaire est une matrice à une ligne et une colonne.

La matrice est délimitée par des crochets. Nous entrons les éléments ligne par ligne avec des points-virgules pour séparer les lignes de la matrice. Les éléments de la même ligne sont séparés par des espaces.

```
>>A= [1 2 3 ; 4 5 6]
```

De la même façon, nous pouvons créer un vecteur ligne :

```
>>B= [4 8 2]
```

ou un vecteur colonne :

```
>>C= [10 ; 2 ; 5]
```

Les scalaires se déclarent soit comme des matrices 1x1 ou bien directement comme des scalaires :

```
>>e= [5]
```

```
>>e=5
```

### 5. Fichiers de commandes et de fonctions

Il existe deux types de fichiers qui peuvent être programmés avec Matlab : les fichiers de commandes ou script et les fichiers de fonctions.

#### a) Fichiers de commandes

Un script est un fichier contenant une suite d'instructions qui sont exécutées à l'appel



## Annexe : description du logiciel Matlab

### c) Structures de contrôle- les conditionnelles

Ce type de structures est très utile pour vérifier des conditions. La syntaxe peut revêtir les formes suivantes:

1. **If**      *expression*  
                  *instructions*  
    **End**  
                  Si l'*expression* est vraie, les *instructions*  
                  sont exécutées
2. **If**      *expression1*  
                  *instructions1*  
    **Else**  
                  *instructions2*  
    **End**  
                  Si l'*expression1* est vraie, le groupe d'*instructions1*  
                  est exécuté sinon c'est le groupe d'instructions 2 qui sera  
                  exécuté
3. **If**      *expression 1*  
                  *instructions 1*  
    **Elseif** *expression 2*  
                  *instructions 2*  
    **Else**  
                  *instructions 3*  
    **End**  
                  Si l'*expression 1* est vraie, les *instructions 1* sont  
                  exécutées. Sinon si l'*expression 2* est vraie, les  
                  instructions 2 sont exécutées. Si ni l'*expression 1* ni  
                  l'*expression 2* ne sont vraies, c'est le groupe  
                  d'instructions 3 qui sera exécuté

Les clauses **elseif** et **else** sont optionnelles.

### 7. Figures 2D

Matlab est un outil très puissant et très convivial pour la gestion des graphiques que ce soit en une dimension, en deux dimensions ou en trois dimensions.

Ci-dessous sont résumées quelques commandes concernant le traçage des graphiques à deux dimensions et la manipulation des axes et des échelles :

**plot(x,y):** tracer le vecteur y en fonction du vecteur x (s'ils sont de même taille).

**plot(t,x,t,y,t,z):** tracer x,y et z en fonction de t sur le même graphe.

**plot(t,z,'r- -')**: tracer z en fonction de t en trait pointillé rouge.

**Xlabel('titre de l'axe des x')**: pour donner un titre à l'axe des x.

## Annexe : description du logiciel Matlab

**Ylabel('titre de l'axe des y')**: pour donner un titre à l'axe des y.

**title('titre du graphique')**: pour donner un titre au graphique.

**loglog(x,y)**: tracer la courbe  $y(x)$  en échelle logarithmique.

**semilogx(t,f(t))**: tracer la courbe en échelle logarithmique suivant x.

**semilogy(t,h(t))**: tracer la courbe en échelle logarithmique suivant y.

**grid on**: afficher le quadrillage dans le graphique.

**axis [X<sub>min</sub>,X<sub>max</sub>,Y<sub>min</sub>,Y<sub>max</sub>]** : afficher le graphique selon les limites données de x et y.

**hold on**: traçage de plusieurs courbes sur le même graphique.

**Subplot (n,m,k)**: Pour tracer plusieurs graphiques dans la même fenêtre, nous déclarons une matrice de graphiques de n lignes et m colonnes sur la même fenêtre. k désigne le numéro de chaque graphique.

**clf** : effacer le graphique.

**close figure(i)** : fermer la figure (i).

**close all**: fermer tous les graphiques ouverts.

### Remarques

- Lorsque nous souhaitons que le résultat d'une commande ne s'affiche pas, il faut placer un point-virgule à la fin de celle-ci.
- Toute ligne précédée du signe de pourcentage (%) est considérée comme un commentaire. Matlab n'en tiendra pas compte à l'exécution.
- Si nous tapons une commande dans la fenêtre de commande et que par la suite MATLAB n'arrête pas de s'exécuter, ceci signifie qu'une boucle infinie a été créée ou que l'opération demande trop de mémoire. Pour arrêter la procédure, il faut appuyer sur « CTRL C ».
- Lorsque nous travaillons sur un fichier, il faut toujours s'assurer qu'il est enregistré dans le répertoire qui apparaît dans « current directory » en haut de l'écran.